M. Schwengler

Frankfurt am Main 1973.

Untersuchung des γ-Zerfalls angeregter Zustände von ^{115}Sn

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von
Manfred Schwengler
aus Dessau

Frankfurt am Main, 1973

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereiches Physik
der Johann Wolfgang Goethe - Universität, Frankfurt am Main

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dekan:	Prof. Dr. H. A. Müser
Erster Berichterstatter:	Prof. Dr. K. Stelzer
Zweiter Berichterstatter:	Prof. Dr. R. Bass

Tag der mündlichen Prüfung: 17. Dezember 1973

Inhalt

1. Einleitung
2. Begründung der Meßmethoden
3. Messungen
3.1. Messung der γ-Einzelspektren
3.1.1. Einzelspektren zur Bestimmung der γ-Energien
3.1.2. Einzelspektren zur Bestimmung der γ-Intensitäten
3.1.3. Auswertung der Einzelspektren
3.1.3.1. Energieeichung
3.1.3.2. Intensitätseichung
3.1.3.3. Störreaktionen
3.2. Messung der γ-γ-Koinzidenzspektren
3.2.1. Beschreibung des On-Line-Datenverarbeitungssystems
3.2.2. Stabilisierung der Analogelektronik
3.2.3. Koinzidenzelektronik
3.2.4. Aufbau der Meßanordnung und Impulshöhenverteilung bei γ-γ-Koinzidenzmessungen
3.2.5. Details zur durchgeführten Koinzidenzmessung
3.2.6. Auswertung der Koinzidenzdaten
3.3. Coulombanregung an Zinn
4. Aufstellung des Niveauschemas für ^{115}Sn
4.1. Allgemeine Probleme
4.2. Kriterien für die Aufstellung des Niveauschemas von ^{115}Sn
4.3. Diskussion der Unsicherheiten im Zerfallsschema
4.4. Vergleich mit früheren Messungen des γ-Zerfalls von ^{115}Sn
5. Das 'Unified Model' für die schwache Kopplung
6. Vergleich der Meßergebnisse für ^{115}Sn mit dem Modell
6.1. Übersicht
6.2. Diskussion der Zustände 986 keV, $5/2^+$; 1280 keV, $3/2^+$; 1417 keV, $5/2^+$
6.3 Diskussion weiterer Niveaus in ^{115}Sn
6.3.1. Niveau 1643 keV
6.3.2. Niveaus 2196 keV und 2293 keV
6.4. Vergleich der ungeraden Sn-Isotope
7. Zusammenfassung

1. Einleitung

Die Untersuchung der Sn-Isotope ist wegen des magischen Schalenabschlusses Z= 50 der Protonen von besonderem Interesse. Einige Untersuchungen der Sn-Isotope erfolgten über Teilchentransfermessungen (1), (2), (3). Durch diese Messungen wurden die Energien, Spins und Paritäten von Niveaus bis etwa 3 MeV Anregungsenergie bestimmt. Außerdem kann man aus den ermittelten spektroskopischen Faktoren bzw. den Wirkungsquerschnitten der durchgeführten Reaktionen auf den Teilchencharakter der Niveaus schliessen. Aus den-Messungen folgt, daß sich die niedrig liegenden Niveaus als Quasiteilchenanregungen beschreiben lassen, bei höheren Anregungsenergien die Niveaus jedoch einen anderen Charakter haben.

Um diese Zustände zu untersuchen, wurden Messungen des γ-Zerfalls von Sn-Isotopen durchgeführt, unter anderem auch von ^{115}Sn. Sehgal (4) und Rahmouni (5) untersuchten die γ-Strahlung beim Zerfall des radioaktiven ^{115}Sb. Es wurden γ-Spektren und γ-γ-Koinzidenzen mit NaJ-Kristallen und einem Ge(Li)-Detektor von mäßiger Auflösung gemessen (s. Abschnitt 4.4.). Außerdem wurden von Ivanov et al. (6), (7) die Lebensdauer und der γ-Zerfall des zweiten und dritten angeregten Zustandes von ^{115}Sn bestimmt.

Da die vorliegenden Ergebnisse bezüglich des γ-Zerfalls von ^{115}Sn sehr unvollständig und nur bezüglich des Zerfalls der drei niedrigsten angeregten Zustände als gesichert erschienen, wurde der Kern ^{115}Sn von uns über die Reaktion ^{115}In(p,nγ)^{115}Sn untersucht. Der Kern ^{115}Sn wird bei der (p,n)-Reaktion relativ hoch angeregt gebildet; somit waren linienreiche γ-Spektren zu erwarten. Deshalb wurden sowohl γ-Einzelspektren mit einem Ge(Li)-Detektor als auch γ-γ-Koinzidenzspektren mit zwei Ge(Li)-Detektoren gemessen.

Um Vieldeutigkeiten bei der Aufstellung des Niveauschemas zu vermeiden, wurde die Bestimmung der γ-Energien mit sehr guter Energiepräzision angestrebt und durchgeführt. Die Auswertung der Einzelspektren und die Eichprozeduren werden in den Abschnitten 3.1. bis 3.1.3.2. im Detail beschrieben.

Für die Messung der γ-γ-Koinzidenzen wurde ein On-Line-Computer mit einem Magnetband als Massenspeicher eingesetzt. Die Koinzidenzdaten wurden im Buffertape-Betrieb gespeichert. Eine Be-

schreibung des verwendeten Datenverarbeitungssystems und der Durchführung der Koinzidenzmessungen erfolgt in den Abschnitten 3.2. bis 3.2.6..
In den Abschnitten 4. bis 4.3. wird zunächst die allgemeine Problematik bei der Aufstellung des Niveauschemas diskutiert, und es werden dann die Kriterien für das Vorgehen im Falle des untersuchten ^{115}Sn angegeben.
Im Abschnitt 6. erfolgt ein Vergleich der Meßergebnisse mit den Erwartungen nach dem 'Unified Model'.

2. Begründung der Meßmethoden

Der bei der Reaktion $^{115}In(p,n\gamma)^{115}Sn$ gebildete Kern ^{115}Sn gibt seine Anregungsenergie durch Emission eines oder mehrerer γ-Quanten ab. Aus den γ-Zerfallsdaten soll ein Niveau- und Zerfallsschema aufgestellt werden. Von Interesse war insbesondere der Zerfall der Niveaus bis etwa 2.5 MeV.
Zur Aufstellung des Niveauschemas werden Energien und Intensitäten der emittierten γ-Strahlung mit möglichst hoher Präzision mit einem Einzeldetektor gemessen. Aus diesen Daten versucht man unter Verwendung eventuell bekannter Niveauenergien aus anderen Messungen (z.B. Teilchentransferreaktionen) und mit dem Ritz'schen Kombinationsprinzip das Niveauschema aufzustellen. Sind die Niveauenergien nicht genügend genau bekannt und wird die Liniendichte, d.h. die Zahl der gemessenen γ-Linien pro Energieintervall, zu groß, versagt in der Regel dieses Verfahren, da es zu viele zufällige Einordnungen und Kombinationen gibt. Um diese Vieldeutigkeiten zu beseitigen, ist man auf weitere Information angewiesen.
Eine der Möglichkeiten ist die Messung zweier zeitlich koinzidenter γ-Quanten mit zwei Detektoren. Die hierbei wesentliche Information ist die Feststellung, daß die zeitlich koinzident registrierten γ-Quanten zu einer Kaskade gehören. Diese Aussage ist eine wesentliche Hilfe bei der Aufstellung des Niveauschemas.

Das Reaktionsschema für die untersuchte Reaktion $^{115}In(p,n\gamma)^{115}Sn$ ist in Abb. 1 dargestellt.
Den größten Wirkungsquerschnitt hat bei der verwendeten Protonenenergie von E_p = 4 MeV der Kanal (p,n). Die Reaktionen (p,γ) und

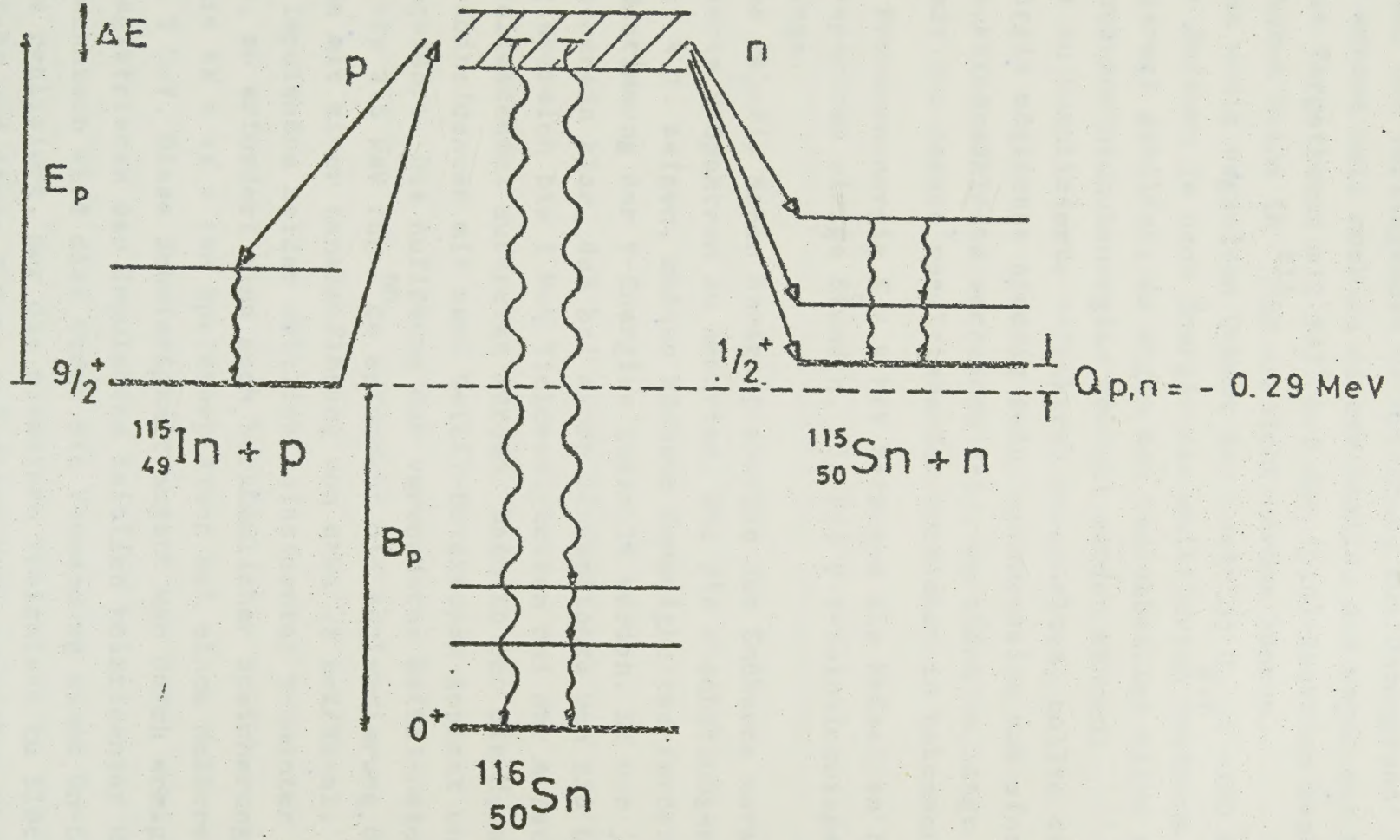


Abb.1 REAKTIONSSCHEMA

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523706_0038

die inelastische Streuung sind jedoch ebenfalls vorhanden und tragen bei der vorliegenden Untersuchung zum 'Untergrund' bei. Angemerkt werden soll noch an dieser Stelle, daß wegen des hohen Spins des Targetkerns mit $9/2^+$ bei der (p,n)-Reaktion auch Zustände hohen Spins in ^{115}Sn erreicht werden können.
Durch den wenig negativen Q-Wert der Reaktion $Q_{p,n}$ = -290 keV wird der Endkern je nach Energie des emittierten Neutrons relativ hoch angeregt gebildet, da wegen des Coulombwalles nicht zu niedrige Protoneneinschußenergien gewählt werden können.
Um nicht zu komplizierte γ-Spektren zu erhalten, sollte die Protonenenergie möglichst niedrig sein, andererseits muß eine genügende Reaktionszählrate vorhanden sein, um nicht zu lange Meßzeiten mit den daraus resultierenden Problemen zu bekommen.

Bei der Protonenenergie E_p = 4 MeV betrugen die Meßzeiten für γ-Einzelspektren einige Stunden, für die γ-γ-Koinzidenzspektren einige Tage.
Wegen der relativ hohen Anregungsenergie des Endkerns waren komplizierte γ-Spektren zu erwarten. Wie die Abschätzungen in Abschnitt 4.1. zeigen, mußten höchste Genauigkeitsanforderungen an die Bestimmung der γ-Energien gestellt werden. Es war jedoch von vorneherein klar, daß bei einer Liniendichte von 230 Linien im Energiebereich bis 2 MeV Vieldeutigkeiten bei der Aufstellung des Zerfallsschemas auftreten würden. Deshalb war die Messung von γ-γ-Koinzidenzen mit zwei Ge(Li)-Detektoren geplant und wurde durchgeführt. Die Auflösung der verwendeten Ge(Li)-Detektoren von 2.5 bis 3.5 keV für ^{60}Co erfordert die Registrierung der γ-Quanten mit einer Kanalauflösung von etwa .5 keV/Kanal. Will man die Impulshöhe beider zeitlich koinzidenter γ-Quanten registrieren, so erfordert dies nach herkömmlicher Speicherung ein Memory mit 4K x 4K = 16M Speicherplätzen bei einem Meßbereich von etwa 2 MeV. Diese Schwierigkeit umgeht man durch ereignisweises Registrieren der Impulshöhe zeitlich koinzidenter Ereignisse. Technisch wird dies durch die Verwendung eines On-Line-Computers realisiert, der die einzelnen Ereignisse zu Blöcken zusammenfaßt und diese Blöcke auf einen Massenspeicher überträgt.
Für die durchzuführenden Messungen stand ein 50/50-System der Firma Nuclear Data, Inc. zur Verfügung. Eine eingehendere Beschreibung des Systems erfolgt in Abschnitt 3.2..

3. Messungen

Die Messungen wurden am van der Graaf-Beschleuniger des hiesigen Instituts ausgeführt. In der Regel wurde mit Protonenenergien E_p = 4 MeV und Stromstärken von etwa 100 bis 200 nA gearbeitet. Die Stromstärke war durch den niedrigen Schmelzpunkt von Indium mit 156.2°C beschränkt.
Das Target bestand aus natürlichem Indium, das 95.7 % des Isotops ^{115}In und 4.3 % ^{113}In enthält. Es wurde ein Endtarget verwendet in Form einer .3 mm dicken Indiumfolie, die auf eine .8 mm dicke Unterlegscheibe aus Kupfer aufgepreßt wurde. Die Reichweite von Protonen der Energie 4 MeV beträgt in Indium etwa .1 mm.
Zur Kühlung wurde das Targetbacking von hinten mit Preßluft angeblasen.
Vom Hersteller wurde die Gesamtverunreinigung des Targetmaterials Indium als kleiner 100 ppm angegeben. Eine massenspektrometrische Analyse [+]) ergab eine Verunreinigung von etwa 500 ppm Zink; der Anteil weiterer Elemente war jeweils kleiner als 10 ppm.

3.1. Messung der γ-Einzelspektren

3.1.1. Einzelspektren zur Bestimmung der γ-Energien

Bei diesen Messungen wurde der Ge(Li)-Detektor in einem Winkel von 90° zum einfallenden Protonenstrahl aufgestellt, um mögliche Dopplerverschiebungen der γ-Quanten von Kernen, die im Fluge γ-Strahlung emittieren, zu vermeiden. Neben der üblichen Elektronik (Vorverstärker Canberra 1408C, Hauptverstärker Canberra 1417B) wurde eine 'Restorer/Rejector'-Einheit (Canberra 1464) verwendet. Diese Einheit führt aktives 'Baseline Restoring' durch und untersucht andererseits die Vorverstärkerimpulse auf ihr Anstiegsverhalten. Ist die Anstiegszeit eines Impulses wegen schlechter Ladungssammlung im Detektor oder wegen eines 'Pile Up' zu groß, so wird dieser Impuls nicht zur Analyse freigegeben. Der Einsatz dieser Einheit gestattete es, die Auflösung

---

[+]) Für die Analyse danke ich Herrn Prof. Dr. W. Schütze vom hiesigen Institut.

eines vorher neutronengeschädigten Detektors (25 cm^3 aktives Volumen) von 3.2 keV auf 2.6 keV für die Halbwertsbreite einer Reaktionslinie von 1383 keV zu verbessern. Das Verhältnis der registrierten Impulse zu den 'verworfenen' war 3000 sec^{-1} zu 4000 sec^{-1}.
Es wurden γ-Spektren im Energiebereich von 40 keV bis 2000 keV und 50 keV bis 2800 keV jeweils in dem 4096 Kanal-Memory des 50/50-Systems aufgenommen und auf Magnetband gespeichert. Außer dem jeweiligen Reaktionsspektrum wurden Spektren aufgenommen, die durch gleichzeitiges Akkumulieren von Reaktion und γ-Eichquellen entstanden (s. Abschnitt 3.1.3.1.).
Abb. 2 zeigt ein typisches γ-Spektrum, aufgenommen mit einem Ge(Li)-Einzeldetektor.

3.1.2. Einzelspektren zur Bestimmung der γ-Intensitäten

Bei diesen Messungen wurde der Ge(Li)-Detektor in einem Winkel von 55° zum einfallenden Protonenstrahl aufgestellt. Die Messung unter 55° war eine Vorsichtsmaßnahme, denn es konnten, wie auch wegen des hohen Targetspins erwartet, keine wesentlichen Abweichungen gegenüber denen unter 90° nachgewiesen werden. Bei dieser Messung wurde die 'Restorer/Rejector'-Einheit nicht verwendet, da eine mit der Impulshöhe verbundene Zählratenabhängigkeit des Entscheidungskriteriums über die Annahme eines Impulses festgestellt worden war.

3.1.3. Auswertung der Einzelspektren

Die Spektren wurden von Magnetband in die UNIVAC 1108 Rechenmaschine des Zentralen Recheninstituts der Universität Frankfurt gelesen und mit dem Programm EDGA (8) analysiert. Traten Peakgruppen mit mehr als zwei Peaks auf, so wurde die erweiterte Version EDGA1 (9) verwendet, die es gestattet, Gruppen bis zu 7 Peaks unter allerdings eingeschränkten Randbedingungen zu analysieren. Wesentliche Ergebnisse dieser Rechnungen sind die Peakmittelpunkte und die Peakflächen mit den jeweiligen statistischen Fehlern. Mittels der zu beschreibenden Eichung werden

daraus γ-Energien und γ-Intensitäten berechnet.

3.1.3.1. Energieeichung

Die Energieeichung wurde mit den Quellen ^{57}Co, ^{203}Hg, ^{22}Na, ^{137}Cs, ^{54}Mn, ^{60}Co, ^{88}Y durchgeführt, deren γ-Linien mit dem Reaktionsspektrum gleichzeitig akkumuliert wurden. Das simultane Aufnehmen des Quellen- und des Reaktionsspektrums ist für die präzise Energieeichung unbedingt erforderlich, da sonst geringfügige Drifts der Elektronik und die Abhängigkeit der Impulshöhe von der Zählrate in nicht korrigierbarer Form in die Eichung eingehen. Die Energieangaben für die Eichquellen wurden von Greenwood und Helmer (10), (11) übernommen, für die 1836 keV Linie von ^{88}Y der Wert der IAEA Wien. Für die Spektren mit Energien größer als 2 MeV wurde eine ^{56}Co-Quelle zur Eichung verwendet mit Energieangaben nach Gunnink (12).
Durch die Energie - Kanal - Beziehung für die Eichquellen war die Eichung für die Reaktionslinien festgelegt. Die Abweichung ΔE der Eichpunkte von einer linearen Eichung mittels der 122 keV und 1275 keV Linien betrug für Energien über 100 keV maximal 500 eV (s. Abb. 3). Die diese Abweichungen darstellenden Punkte lassen sich bis auf zwei Ausnahmen durch eine 'glatte' Kurve verbinden. Die beiden Ausnahmen weichen um den 1.5 bis 2 fachen Fehler von der 'glatten' Kurve ab. Mangels weiterer Information wurde die Eichung linear zwischen den gemessenen Eichpunkten durchgeführt.
Für γ-Linien, die durch die Linien der γ-Quellen überlagert wurden, wurde die Energiebestimmung aus einem separat gemessenen, nur die Reaktionslinien enthaltenden Spektrum durchgeführt, wobei als Eichung Reaktionslinien verwendet wurden, deren Energie nach dem vorher geschilderten Verfahren berechnet worden waren. Die Fehler der einzelnen Energien wurden durch quadratische Addition folgender Einzelbeiträge ermittelt: 1. Fehlerangaben der Eichlinien, zwischen denen interpoliert wurde, 2. statistischer Fehler der Unsicherheit der Bestimmung der Eichlinienmittelpunkte, 3. statistischer Fehler des Peakmittelpunktes, dessen Energie bestimmt werden soll, 4. Korrektur für die verbleibende Nichtlinearität von maximal 40 eV in Abhängigkeit vom Abstand der zu bestimmenden Energie von den Eichpunkten. Der angegebene

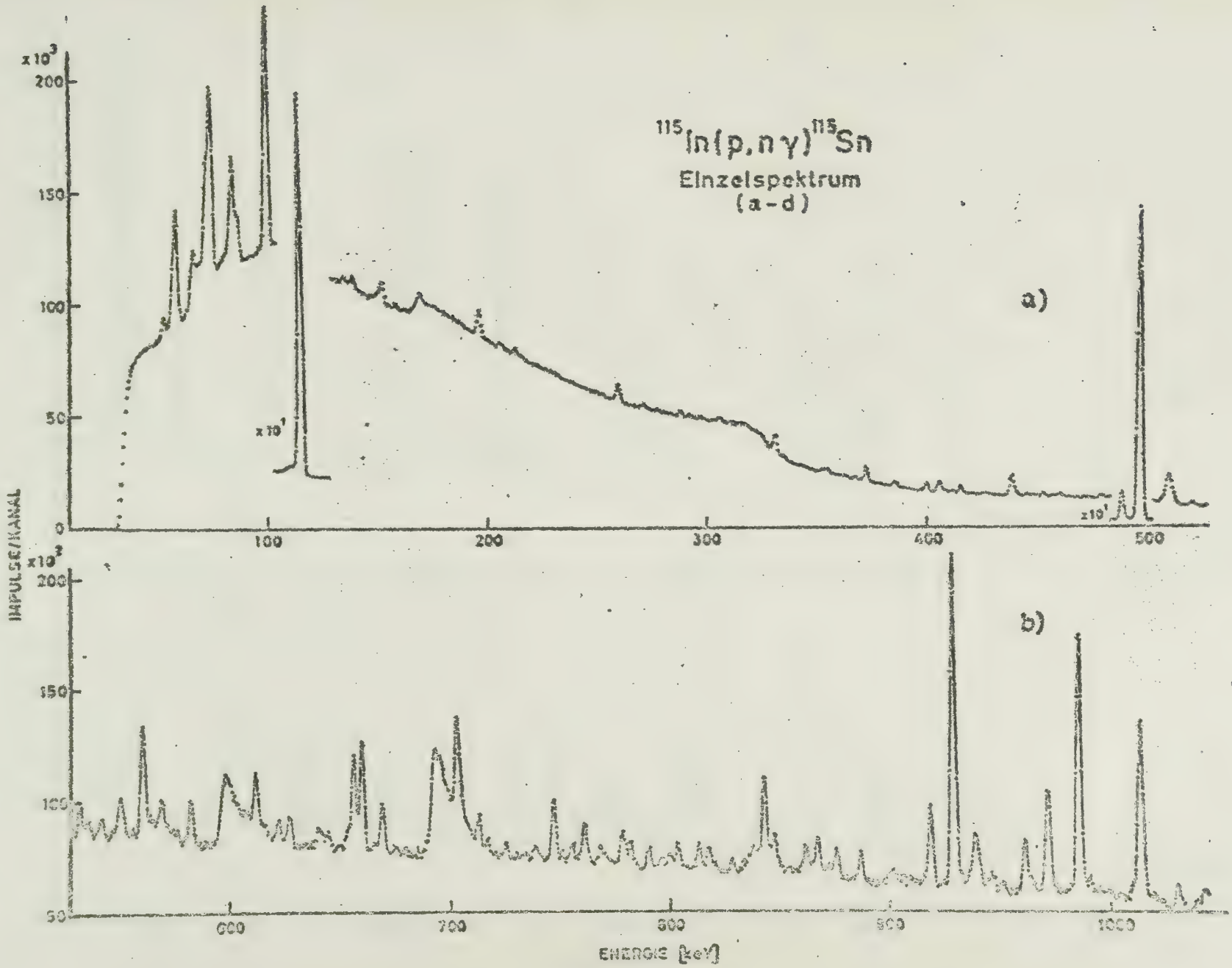

$^{115}In(p,n\gamma)^{115}Sn$
Einzelspektrum
(a-d)
a)
b)
IMPULSE/KANAL
ENERGIE [keV]

Abb. 2

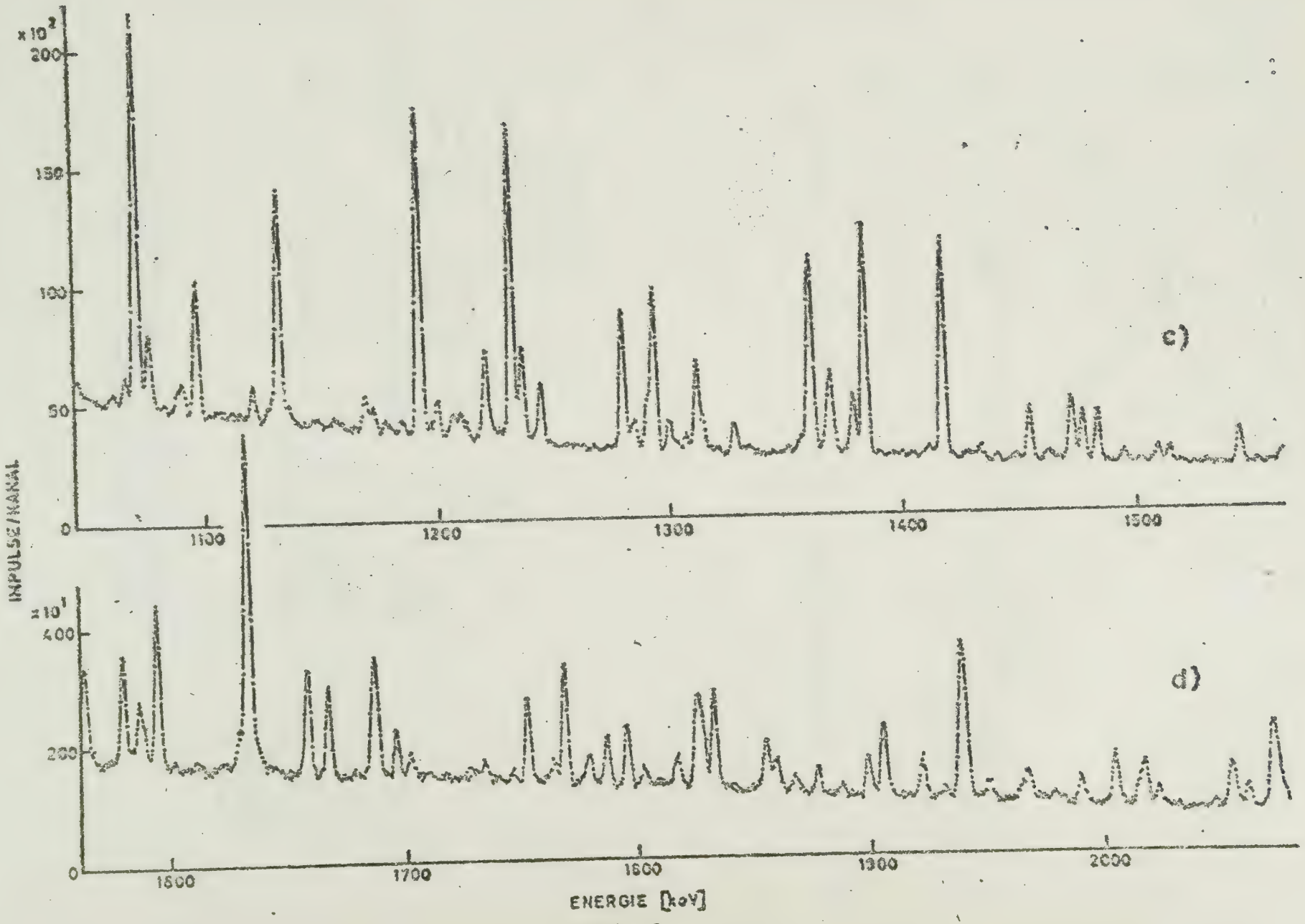

x10²
200
150
100
50
0
1100
1200
1300
1400
1500
c)
INPULSE/KANAL
x10¹
400
200
0
1600
1700
1800
1900
2000
d)
ENERGIE [keV]

Abb. 2

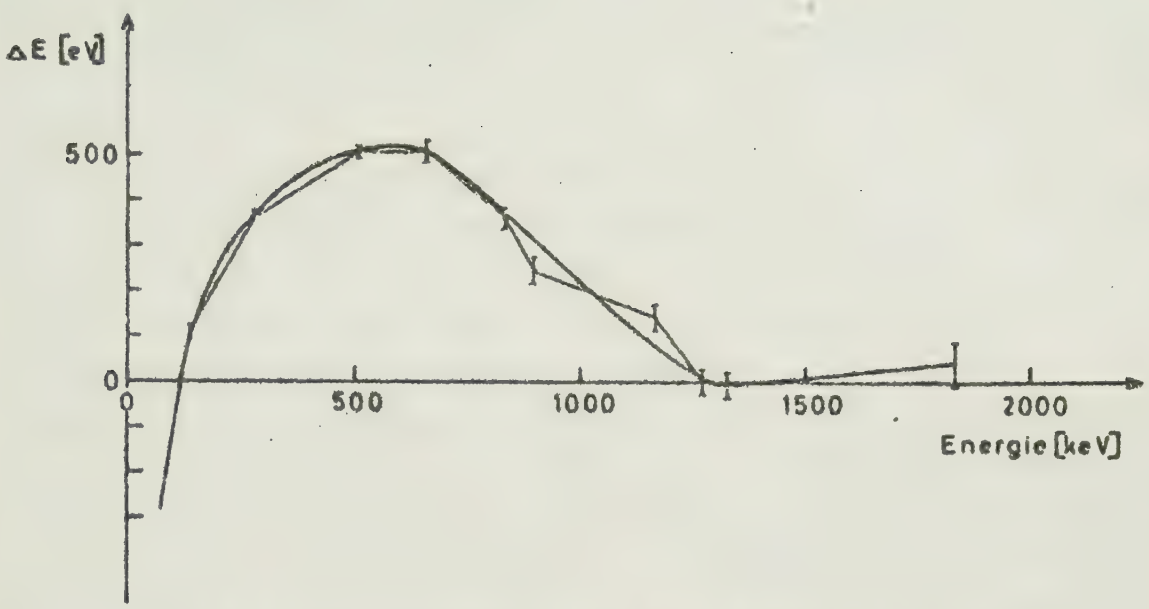


Abb. 3 NICHTLINEARITÄT IN DER ENERGIEEICHUNG

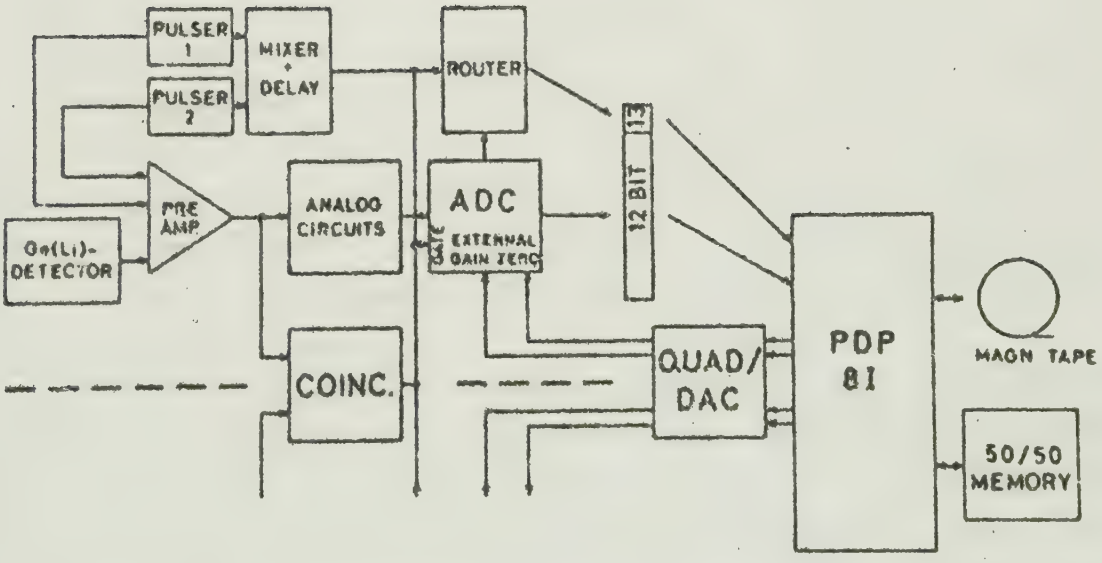


Abb. 4 BLOCKSCHALTBILD DER STABILISIERUNG BEI γ-γ-KOINZIDENZMESSUNGEN

Fehler sollte in grober Näherung der σ-Bereich einer normalverteilten statistischen Größe sein, d.h. innerhalb von ±σ liegen 68 % und innerhalb von ±2σ liegen 95.4 % der Wahrscheinlichkeitsmasse.
Der kleinste nach dem obigen Verfahren ermittelte Fehler war 9 eV. Diese Genauigkeit ist allerdings nur für Peaks mit hoher Zählrate in der Nähe eines genau bekannten Eichpunktes möglich. Typische Fehlerangaben liegen für die intensitätsstärkeren Peaks bei etwa 40 eV, wie die Tabelle 1 zeigt.
Während der Untersuchungen wurden Zweifel laut, ob die Genauigkeit von 10 eV mit der verwendeten Meßanordnung prinzipiell erreichbar ist. Deshalb wurden Testmessungen durchgeführt, bei denen 3 γ-Linien von Eichpräparaten insgesamt 16 mal akkumuliert wurden. Zwei der Linien wurden zur Eichung verwendet und die dritte Linie jeweils bestimmt. Dieses Vorgehen erwies sich als notwendig, da die Mittelpunkte der Peaks in den einzelnen Messungen typisch um 1 Kanal (in Einzelfällen mehr) voneinander differierten (1 Kanal ≈ .5 keV). Die Abweichungen der Einzelstichproben (für die mit den zwei übrigen Linien geeichte Linie) von dem aus allen Stichproben ermittelten Mittelwert waren bis auf einen Fall kleiner als die angegebenen Fehler der Einzelstichproben, die etwa 10 eV betrugen. Dieses von der Statistik her zu gute Ergebnis läßt sich wahrscheinlich dadurch erklären, daß bei den hohen Impulszahlen in den Peaks geringfügige Abweichungen von der zur Analyse vorgegebenen Kurvenform merklich wurden. Aus den Untersuchungen folgt, daß unter günstigen Bedingungen die Peakmittelpunkte auf etwa 1/300 der Halbwertsbreite ermittelt werden können.
Die erreichbare γ-Energiepräzision muß in Spektren mit hoher Liniendichte vorsichtig interpretiert werden, da dann die Wahrscheinlichkeit für einen nicht aufgelösten Peak nicht klein ist. Nimmt man an, daß zwei Peaks nicht getrennt werden können, wenn der Abstand der Peaks weniger als 1 keV beträgt, so ist im vorliegenden Fall bei 244 Linien im Energiebereich bis 2.1 MeV die Wahrscheinlichkeit .23, daß ein weiterer Peak von einem vorhandenen nicht trennbar ist. Da die Bestimmung des Peakmittelpunktes relativ empfindlich von solchen möglichen, eventuell schwachen γ-Linien abhängig ist, muß damit gerechnet werden, daß die angegebenen Energiewerte in einigen Fällen erheblich mehr von den wirklichen

γ-Energien abweichen als der angegebene Fehler erwarten läßt. Würde man andererseits die Fehler der gemessenen γ-Energien entsprechend vergrößern, so erhielte man zu viele zufällige Einordnungen. Im Abschnitt 4.2. wird diese Problematik genauer dargestellt.

3.1.3.2. Intensitätseichung

Die Intensitätseichung wurde mittels des absolut geeichten Quellensatzes der IAEA Wien durchgeführt, indem die Quellen in Targetposition einzeln akkumuliert wurden. Aus diesen Messungen wurde eine Ansprechfunktion der Detektoranordnung berechnet. Die Fehlerbeiträge setzen sich in quadratischer Addition folgender Einzelfehler zusammen: 1. statistischer Fehler der Peakflächenbestimmung, 2. Unsicherheit der Quellstärkenbestimmung durch die IAEA, 3. Unsicherheit über das Verzweigungsverhältnis der γ-Quelle, 4. Unsicherheit der Halbwertszeit der Quelle, 5. Unsicherheit in der Positionierung der Quelle (Abstand Quelle - Detektor). In der Regel lieferte den größten Fehlerbeitrag der Punkt 5., die anderen Beiträge sind für die verschiedenen Quellen verschieden groß, in einigen Fällen vernachlässigbar.
Für die Intensitätsbestimmung der γ-Linien im Bereich von 2.1 bis 2.8 MeV erfolgte eine Anschlußeichung über die relativen Intensitäten der ^{56}Co-Quelle. In diesem Bereich stand nur ein unter einem Winkel von 90^{o} gemessenes Spektrum zur Verfügung.

Zwischen den einzelnen Meßpunkten der Eichung wurde linear interpoliert. Die Absorption der γ-Strahlung im Targetmaterial und im Kupferbacking wurde in Abhängigkeit von der Energie nach den Tabellen (13) korrigiert. Der Korrekturfaktor betrug z.B. für 100 keV 3.1, für 500 keV 1.1.
Die Intensitäten wurden auf den Übergang vom ersten angeregten Zustand zum Grundzustand normiert, für dessen Intensität 100 gesetzt wurde. Die Intensitätsangaben in dieser Form sind abhängig von der Einschußenergie (angegeben für E_p = e MeV). Es wurde wegen der wahrscheinlichen Unvollständigkeit des Zerfallsschemas (s. Abschnitt 4.3.) darauf verzichtet, die Intensitätsangaben in Verzweigungsverhältnisse umzurechnen. Außerdem enthält die gewählte Form der Intensitätsangabe zusätzlich die Information, wie

stark die eingeordnete Linie ist.
Die Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 1 dargestellt. Einige γ-Linien konnten als zu Störreaktionen gehörig identifiziert werden. Einzelheiten hierzu werden im folgenden Abschnitt aufgeführt.
Mögliche Single und Double Escape Linien (SE, DE) und die Full Energy Peaks (FE), die sich auf Grund der Energie- und ungefähren Intensitätsrelationen ergeben, sind in der Tabelle gekennzeichnet. Die Zuordnung kann meist nicht eindeutig erfolgen.

3.1.3.3. Störreaktionen

Bedingt durch das Targetmaterial und die Protonenenergie finden außer der $^{115}In(p,n\gamma)^{115}Sn$ - Reaktion weitere Reaktionen statt. Die wichtigsten seien an dieser Stelle erwähnt.
Coulombanregung in ^{115}In (14); (15) wurde nachgewiesen, eventuell auch ein Übergang in ^{113}In (16). Die $^{113}In(p,n\gamma)^{113}Sn$ - Reaktion konnte nicht eindeutig nachgewiesen werden. Eine der starken zu erwartenden Linien hat nach (16) die Energie 496.5 keV und wäre von der 497.30 keV Linie von ^{115}Sn nicht zu trennen. Für diesen Übergang in ^{113}Sn ist auf Grund des natürlichen Isotopenverhältnisses in Indium und der höheren (p,n)-Schwelle von ~1.8 MeV mit einer sehr viel kleineren Intensität als in ^{115}Sn zu rechnen. Um sicherzugehen, daß keine der gemessenen Koinzidenzen mit der 497.3 keV Linie zu ^{113}Sn gehören, wurde geprüft, ob die fraglichen Linien in einem Spektrum, das bei einer Protoneneinschußenergie von E_p = 3 MeV aufgenommen wurde, auftreten. Bei dieser Protonenenergie wird ^{113}Sn nicht so hoch angeregt, daß die γ-Linien beim Zerfall auftreten könnten. Die Nachprüfung ergab, daß alle diese Koinzidenzen ^{115}Sn zuzuordnen sind.

Als Konkurrenzreaktionen zur (p,n)-Reaktion treten auch die (p,γ)-Reaktionen auf. Für ^{114}Sn (17) und ^{116}Sn (17), (18) konnten auch die zu erwartenden Koinzidenzen nachgewiesen werden.
Die bei der (p,n)-Reaktion entstehenden Neutronen führen zu Reaktionen mit den Materialien der Umgebung. Entsprechende Linien wurden wie in (19) beobachtet.
Die Identifikation der Linien aus Störreaktionen bereitet in der Praxis erhebliche Schwierigkeiten; die Angaben der Tabelle 1

können somit weder als eindeutig noch als vollständig betrachtet werden.

3.2. Messung der γ-γ-Koinzidenzspektren

3.2.1. Beschreibung des On-Line-Datenverarbeitungssystems

Die γ-γ-Koinzidenzen wurden im Buffertape-Betrieb gespeichert, d.h. es erfolgte eine ereignisweise Registrierung der Daten auf Magnetband.
Das verwendete 50/50-System der Firma Nuclear Data, Inc. soll hier in seinen für die Durchführung der Koinzidenzmessungen wesentlichen Komponenten beschrieben werden.
Zwei 100 MHz Analog-Digital-Konverter erlauben eine Konvertierung auf maximal 13 Bit, wobei in der Regel nur auf 12 Bit (4096 Kanäle) konvertiert wurde. Das Memory des 50/50-Vielkanalimpulshöhenanalysators hat 8 K Worte zu 24 Bit. Die einzelnen Worte sind als Halbworte adressierbar, so daß das Memory auch in 16 K Worte zu 12 Bit geteilt werden kann. Der den Datenverkehr überwachende Rechner ist vom Typ PDP-8/I der Firma Digital Equipment Corporation mit einem Memory von 8 K Worten zu 12 Bit. Der Rechner wird über eine Teletype Fernschreibmaschine ASR 33 bedient. Als Massenspeicher wird ein 7-Spur Magnetbandgerät 2020 der Firma Hewlett Packard mit einer Schreibdichte von 800 Bit/inch verwendet.

3.2.2. Stabilisierung der Analogelektronik

Für die Durchführung von γ-γ-Koinzidenzmessungen mit guter Auflösung erwies sich bei typischen Meßzeiten von einigen Tagen eine Stabilisierung von Nullpunkt und Verstärkung der Analogelektronik als unbedingt erforderlich. Die Stabilisierung wird in einem On-Line-Rechenverfahren durchgeführt. Als Referenzen werden Stabilisierungspulser Canberra 1501 mit 15 ppm/^{o}C und 50 ppm/24h Stabilität verwendet. Ein Blockschaltbild der Anordnung zeigt Abb. 4.
Die Impulse von je zwei Pulsern werden in die Vorverstärker ein-

NUMMER	ENERGIE (KEV)	INTENSITAET	
1	53,24 ± ,16	44,73 ± 5,53	
2	57,43 ± ,15	59,54 ± 6,39	$K\alpha_{1+2}$ Ta ?
3	58,90 ± ,14	71,27 ± 7,29	
4	66,83 ± ,13	11,69 ± 1,08	$K\beta_{1+2}$ Ta ?
5	69,40 ± ,13	9,55 ± ,95	
6	72,44 ± ,11	10,15 ± ,85	$K\alpha_2$ Pb
7	74,71 ± ,10	13,01 ± 1,05	$K\alpha_1$ Pb
8	81,65 ± ,17	,43 ± ,06	
9	84,57 ± ,08	3,10 ± ,23	$K\beta_1$ Pb
10	87,12 ± ,09	,99 ± ,08	$K\beta_2$ Pb
11	100,57 ± ,12	7,79 ± ,57	115 Sn; 116 Sn (I<.3) ?
12	110,12 ± ,15	,57 ± ,08	
13	112,75 ± ,13	,75 ± ,09	
14	115,39 ± ,09	47,31 ± 4,19	115 Sn; 65 Zn (I<.8) ?
15	135,92 ± ,12	,22 ± ,07	181 Ta
16	139,76 ± ,07	,17 ± ,05	75 Ge
17	151,03 ± ,10	,13 ± ,01	
18	153,06 ± ,03	,41 ± ,04	65 Zn
19	159,06 ± ,22	,09 ± ,03	
20	170,25 ± ,08	,50 ± ,06	70 Ge
21	197,18 ± ,05	,17 ± ,02	19 F
22	204,87 ± ,11	,03 ± ,01	65 Zn
23	213,60 ± ,15	,12 ± ,04	
24	260,80 ± ,04	,24 ± ,04	115 In
25	272,24 ± ,22	,09 ± ,03	114 Sn ?
26	289,03 ± ,08	,10 ± ,02	
27	306,91 ± ,05	,13 ± ,04	
28	332,30 ± ,04	,50 ± ,04	
29	336,53 ± ,16	,04 ± ,01	115 In
30	353,80 ± ,12	,05 ± ,02	Hallenuntergrund
31	356,34 ± ,10	,08 ± ,02	
32	364,48 ± ,14	,04 ± ,02	65 Cu
33	368,83 ± ,21	,09 ± ,02	
34	373,75 ± ,04	,44 ± ,04	
35	387,22 ± ,07	,20 ± ,02	
36	401,48 ± ,04	,33 ± ,03	115 Sn
37	407,31 ± ,05	,46 ± ,04	
38	412,81 ± ,15	,04 ± ,02	
39	416,90 ± ,04	,32 ± ,03	116 Sn
40	429,75 ± ,03	,27 ± ,04	23 Na
41	434,35 ± ,13	,08 ± ,02	
42	449,85 ± ,11	,11 ± ,02	
43	454,00 ± ,04	,13 ± ,02	115 Sn
44	458,50 ± ,10	,08 ± ,02	
45	461,32 ± ,05	,14 ± ,03	
46	480,21 ± ,04	,13 ± ,02	115 In
47	489,19 ± ,01	9,17 ± ,74	115 Sn
48	497,29 ± ,01	100,00 ± 8,53	115 Sn
49	521,33 ± ,07	,23 ± ,02	115 Sn
50	529,34 ± ,13	,07 ± ,03	

NUMMER	ENERGIE (KEV)	INTENSITAET	
51	532,92 ± ,09	,23 ± ,04	
52	536,57 ± ,19	,07 ± ,03	
53	542,73 ± ,12	,24 ± ,04	
54	547,82 ± ,69	,06 ± ,03	
55	551,24 ± ,10	,39 ± ,04	
56	561,36 ± ,04	,74 ± ,04	115 Sn
57	569,74 ± ,08	,21 ± ,02	
58	582,97 ± ,08	,32 ± ,04	208 Pb
59	597,18 ± ,41	1,39 ± ,23	74 Ge
60	612,51 ± ,04	,23 ± ,04	
61	622,61 ± ,18	,22 ± ,11	
62	627,96 ± ,08	,27 ± ,03	114 Sn
63	640,93 ± ,16	,23 ± ,04	
64	645,15 ± ,17	,21 ± ,04	
65	654,08 ± ,11	,17 ± ,03	65 Zn
66	656,83 ± ,04	,81 ± ,08	115 Sn
67	660,54 ± ,04	,91 ± ,09	
68	665,94 ± ,18	,07 ± ,02	
69	669,87 ± ,05	,23 ± ,03	63 Cu
70	676,34 ± ,20	,06 ± ,03	
71	694,49 ± ,13	1,79 ± ,24	72 Ge
72	703,83 ± ,04	,77 ± ,07	115 Sn
73	713,43 ± ,06	,10 ± ,05	
74	718,00 ± ,12	,04 ± ,04	
75	725,71 ± ,14	,13 ± ,03	
76	739,27 ± ,13	,13 ± ,02	
77	741,45 ± ,20	,09 ± ,02	
78	747,57 ± ,06	,57 ± ,04	115 Sn
79	751,64 ± ,23	,08 ± ,02	65 Zn
80	756,07 ± ,13	,21 ± ,03	
81	761,85 ± ,07	,52 ± ,04	
82	769,27 ± ,17	,13 ± ,04	65 Zn, 65 Cu
83	779,08 ± ,10	,41 ± ,07	115 Sn
84	782,72 ± ,13	,30 ± ,03	115 Sn
85	790,73 ± ,13	,33 ± ,04	
86	796,92 ± ,18	,13 ± ,02	
87	800,50 ± ,11	,22 ± ,02	
88	804,29 ± ,05	,29 ± ,03	115 Sn
89	813,79 ± ,03	,31 ± ,03	
90	818,24 ± ,11	,27 ± ,03	116 Sn
91	828,57 ± ,19	,10 ± ,03	
92	834,17 ± ,32	,18 ± ,04	72 Ge
93	839,12 ± ,17	,32 ± ,04	
94	843,59 ± ,05	3,58 ± ,31	27 Al
95	848,02 ± ,04	,72 ± ,04	
96	862,74 ± ,11	,20 ± ,03	65 Zn
97	867,70 ± ,09	,37 ± ,04	
98	873,07 ± ,22	,08 ± ,04	
99	876,64 ± ,07	,34 ± ,07	115 Sn
100	897,43 ± ,09	,30 ± ,05	114 Sn

Tabelle 1a

NUMMER	ENERGIE (KEV)	INTENSITAET	
101	902,10 ± ,21	,19 ± ,04	
102	916,67 ± ,93	,19 ± ,04	115 Sn; DE ?
103	919,43 ± ,04	,93 ± ,12	115 Sn
104	929,70 ± ,03	3,95 ± ,39	115 Sn
105	932,79 ± ,28	,15 ± ,03	65 Zn
106	939,75 ± ,06	,92 ± ,13	
107	946,56 ± ,28	,10 ± ,04	
108	952,11 ± ,22	,10 ± ,02	
109	962,00 ± ,05	,40 ± ,06	63 Cu
110	964,94 ± ,46	,14 ± ,03	Hallenuntergrund ?
111	972,36 ± ,04	1,45 ± ,15	116 Sn
112	982,47 ± ,42	,21 ± ,04	De ?
113	986,49 ± ,03	3,26 ± ,27	115 Sn
114	991,10 ± ,17	,18 ± ,02	64 Zn
115	1011,13 ± ,14	,42 ± ,11	
116	1014,38 ± ,04	5,97 ± ,48	27 Al
117	1030,95 ± ,08	,40 ± ,04	115 Sn
118	1042,69 ± ,14	,13 ± ,03	70 Ge
119	1044,37 ± ,13	,25 ± ,03	65 Zn ?
120	1061,96 ± ,21	,21 ± ,04	
121	1067,17 ± ,09	,32 ± ,04	
122	1072,15 ± ,04	5,44 ± ,39	115 Sn; 116 Sn (I<.3)
123	1077,30 ± ,05	,91 ± ,07	115 In, 68 Zn ?
124	1083,65 ± ,29	,08 ± ,02	
125	1089,11 ± ,22	,72 ± ,09	
126	1091,35 ± ,13	,23 ± ,04	
127	1097,59 ± ,03	2,13 ± ,17	115 Sn; 116 Sn (I<.5)
128	1121,98 ± ,08	,49 ± ,05	115 Sn
129	1128,77 ± ,10	,40 ± ,05	
130	1132,96 ± ,03	3,40 ± ,22	115 In
131	1136,58 ± ,10	,21 ± ,03	
132	1146,89 ± ,35	,09 ± ,02	DE ?
133	1149,19 ± ,31	,10 ± ,02	
134	1156,88 ± ,30	,14 ± ,07	
135	1169,32 ± ,06	,59 ± ,08	115 Sn
136	1172,69 ± ,11	,27 ± ,05	115 Sn
137	1177,48 ± ,15	,20 ± ,03	113 In ?, DE ?
138	1179,74 ± ,29	,10 ± ,03	
139	1189,54 ± ,18	,25 ± ,03	
140	1192,95 ± ,03	5,95 ± ,48	
141	1200,12 ± ,07	,63 ± ,25	
142	1206,61 ± ,07	,39 ± ,04	
143	1207,92 ± ,10	,42 ± ,07	115 Sn
144	1212,73 ± ,14	,25 ± ,07	115 Sn
145	1220,83 ± ,06	1,73 ± ,21	115 Sn; 35 Cl beteiligt?
146	1223,65 ± ,46	,15 ± ,03	
147	1232,07 ± ,04	5,47 ± ,40	115 Sn
148	1236,58 ± ,04	1,49 ± ,12	115 Sn
149	1246,57 ± ,04	1,12 ± ,12	
150	1277,99 ± ,01	2,36 ± ,24	115 Sn

NUMMER	ENERGIE (KEV)	INTENSITAET	
151	1284,56 ± ,04	,22 ± ,05	
152	1290,50 ± ,06	1,12 ± ,14	115 In
153	1293,47 ± ,04	3,13 ± ,26	116 Sn
154	1299,90 ± ,06	,58 ± ,06	114 Sn
155	1303,34 ± ,23	,20 ± ,04	
156	1306,93 ± ,15	,31 ± ,05	115 Sn
157	1311,38 ± ,05	1,83 ± ,13	
158	1314,10 ± ,04	,59 ± ,05	115 Sn
159	1327,70 ± ,05	,71 ± ,07	115 Sn; 63 Cu beteiligt
160	1331,23 ± ,33	,11 ± ,02	
161	1334,16 ± ,19	,14 ± ,02	
162	1350,56 ± ,36	,14 ± ,09	DE ?
163	1356,01 ± ,13	,91 ± ,08	116 Sn ?
164	1360,32 ± ,04	4,29 ± ,44	115 Sn; 19 F (I<.2) ?
165	1368,79 ± ,05	2,50 ± ,26	115 Sn; 24 Mg beteiligt
166	1378,57 ± ,05	1,07 ± ,12	115 Sn
167	1383,52 ± ,04	4,62 ± ,45	
168	1410,78 ± ,13	,19 ± ,03	63 Cu
169	1416,89 ± ,04	4,16 ± ,39	115 Sn
170	1427,44 ± ,21	,18 ± ,05	SE ?
171	1432,70 ± ,11	,38 ± ,04	
172	1439,84 ± ,19	,14 ± ,04	
173	1447,89 ± ,16	,15 ± ,04	115 Sn; 115 In beteiligt ?
174	1453,87 ± ,04	1,10 ± ,11	115 Sn
175	1461,16 ± ,18	,19 ± ,04	40 Ar
176	1463,76 ± ,43	,08 ± ,02	115 Sn; 115 In ?
177	1471,83 ± ,04	1,32 ± ,11	
178	1476,64 ± ,04	1,02 ± ,09	115 Sn
179	1482,93 ± ,05	1,06 ± ,09	65 Cu beteiligt?
180	1493,29 ± ,12	,11 ± ,03	SE ?
181	1508,79 ± ,11	,33 ± ,04	116 Sn ?
182	1513,33 ± ,13	,35 ± ,05	
183	1543,05 ± ,06	,81 ± ,07	115 Sn
184	1550,73 ± ,24	,12 ± ,07	116 Sn
185	1560,71 ± ,23	,29 ± ,03	SE ?
186	1563,20 ± ,08	1,03 ± ,21	115 Sn
187	1579,73 ± ,06	1,02 ± ,09	115 Sn
188	1587,48 ± ,12	,59 ± ,06	115 Sn
189	1594,77 ± ,03	1,57 ± ,12	115 Sn
190	1629,34 ± ,08	,53 ± ,05	
191	1633,61 ± ,05	2,54 ± ,20	$^{23}Na(p,\alpha\gamma)^{20}Ne$
192	1637,27 ± ,13	,11 ± ,02	
193	1658,51 ± ,06	,84 ± ,10	115 Sn
194	1667,10 ± ,04	,68 ± ,13	115 Sn
195	1685,61 ± ,09	,96 ± ,19	
196	1687,58 ± ,07	,90 ± ,28	
197	1696,03 ± ,07	,51 ± ,07	115 Sn
198	1702,02 ± ,13	,23 ± ,04	115 Sn
199	1728,97 ± ,21	,09 ± ,03	
200	1733,65 ± ,10	,22 ± ,04	

Tabelle 1b

NUMMER	ENERGIE (KEV)	INTENSITAET	
201	1745,85 + ,18	,24 + ,07	
202	1752,47 + ,05	,99 + ,15	
203	1763,76 + ,13	,17 + ,05	Hallenuntergrund, 35 Cl ?
204	1768,68 + ,05	1,16 + ,15	
205	1774,61 + ,24	,10 + ,02	
206	1779,17 + ,07	,36 + ,04	28 Si
207	1786,62 + ,07	,63 + ,08	
208	1795,39 + ,06	,53 + ,11	
209	1802,77 + ,23	,14 + ,05	
210	1817,02 + ,08	,32 + ,04	115 Sn
211	1825,26 + ,07	,74 + ,10	
212	1827,79 + ,07	,48 + ,09	115 Sn
213	1832,76 + ,06	,84 + ,10	
214	1855,01 + ,07	,69 + ,19	115 Sn
215	1859,36 + ,10	,30 + ,11	
216	1867,45 + ,13	,22 + ,11	115 Sn
217	1877,11 + ,14	,28 + ,10	
218	1887,27 + ,23	,12 + ,04	
219	1898,81 + ,09	,39 + ,10	
220	1905,91 + ,07	1,18 + ,17	
221	1921,88 + ,09	,61 + ,18	DE ?
222	1931,64 + ,24	,18 + ,05	
223	1938,54 + ,10	1,31 + ,21	FE ?
224	1940,32 + ,10	1,53 + ,25	
225	1950,28 + ,11	,22 + ,04	
226	1964,18 + ,24	,23 + ,04	
227	1967,17 + ,11	,54 + ,10	
228	1970,20 + ,16	,14 + ,03	DE ?
229	1987,77 + ,07	,43 + ,08	
230	2004,27 + ,09	,78 + ,16	FE ?
231	2007,44 + ,59	,13 + ,06	DE ?
232	2014,27 + ,13	,31 + ,06	
233	2016,99 + ,09	,55 + ,11	
234	2022,88 + ,17	,28 + ,06	
235	2045,62 + ,24	,12 + ,05	
236	2053,84 + ,10	,87 + ,19	
237	2060,10 + ,14	,90 + ,09	
238	2071,29 + ,12	1,70 + ,39	FE ?
239	2074,16 + ,32	,95 + ,12	
240	2083,19 + ,34	,10 + ,03	
241	2088,28 + ,07	,79 + ,07	
242	2102,00 + ,06	1,26 + ,11	
243	2112,25 + ,12	,39 + ,07	116 Sn
244	2118,41 + ,18	,21 + ,04	
245	2133,94 + ,06	1,70 + ,13	
246	2166,24 + ,48	,13 + ,03	
247	2169,73 + ,07	1,03 + ,09	FE ?
248	2180,64 + ,11	,18 + ,03	
249	2189,19 + ,12	,19 + ,02	
250	2199,69 + ,09	,89 + ,09	FE ?

NUMMER	ENERGIE (KEV)	INTENSITAET	
251	2209,30 + ,15	,47 + ,04	27 Al
252	2213,61 + ,11	,75 + ,06	
253	2219,58 + ,07	,99 + ,07	
254	2229,43 + ,09	,30 + ,03	DE ?
255	2251,80 + ,19	,27 + ,03	
256	2256,65 + ,13	,30 + ,03	
257	2266,69 + ,08	,38 + ,03	
258	2272,21 + ,29	,06 + ,02	
259	2284,76 + ,18	,12 + ,03	
260	2302,99 + ,27	,26 + ,03	
261	2304,38 + ,23	,34 + ,04	
262	2312,06 + ,10	1,15 + ,08	14 N ?
263	2315,34 + ,13	,75 + ,04	
264	2320,44 + ,23	,23 + ,03	
265	2333,70 + ,36	,14 + ,04	
266	2340,95 + ,26	,21 + ,04	
267	2346,12 + ,97	,11 + ,04	
268	2351,99 + ,12	,44 + ,04	
269	2372,88 + ,07	,49 + ,05	FE ?
270	2377,35 + ,08	,99 + ,03	
271	2394,99 + ,35	,12 + ,05	23 Na ?
272	2421,22 + ,13	,17 + ,02	
273	2425,26 + ,14	,15 + ,02	
274	2433,45 + ,28	,12 + ,03	SE ?
275	2440,17 + ,17	,22 + ,04	115 Sn
276	2453,13 + ,44	,17 + ,15	
277	2485,91 + ,20	,19 + ,02	
278	2489,09 + ,23	,16 + ,02	SE ?
279	2493,58 + ,90	,04 + ,01	
280	2498,95 + ,37	,09 + ,03	
281	2511,74 + ,19	,30 + ,03	
282	2517,94 + ,37	,20 + ,03	SE ?
283	2522,69 + ,17	,44 + ,04	
284	2535,74 + ,19	,27 + ,04	
285	2546,89 + ,35	,08 + ,02	
286	2568,30 + ,45	,12 + ,04	
287	2587,33 + ,27	,11 + ,03	116 Sn ?
288	2614,54 + ,23	,13 + ,03	208 Pb ?
289	2624,12 + ,21	,14 + ,03	
290	2640,65 + ,36	,16 + ,07	
291	2650,99 + ,26	,10 + ,02	
292	2657,23 + ,27	,19 + ,05	
293	2665,43 + ,21	,21 + ,03	
294	2670,30 + ,28	,09 + ,02	
295	2690,65 + ,12	,36 + ,05	
296	2739,52 + ,28	,19 + ,03	SE ?
297	2765,79 + ,23	,16 + ,03	
298	2780,97 + ,29	,15 + ,02	

Tabelle 1c

gespeist und durchlaufen die gesamte elektronische Anordnung. Durch die Triggerimpulse werden die Stabilisierungsimpulse mittels eines Routingsystems gegenüber den Detektorimpulsen durch ein zusätzliches 13. Bit zu dem 12 Bit Adressenwort gekennzeichnet. Die Stabilisierungsimpulse werden im Memory des Rechners akkumuliert. Nach einer variablen Regelzeit (typisch alle 60 sec) werden die Schwerpunkte der Pulserpeaks bestimmt und mit den zu Beginn der Messung eingestellten Sollwerten verglichen. Die Korrekturen werden vom Rechner ermittelt und über die QUAD/DAC-Einheit (4 Digital-Analog-Konverter) als analoge Größen an 'External Gain' und 'External Zero' der Analog-Digital-Konverter angelegt. Die Abspeicherung der Stabilisierungsimpulse auf Magnetband wird durch den Rechner unterdrückt.
Mit dem beschriebenen Verfahren wurde bei typischen Meßzeiten von 50 h keine Verbreiterung der Peaks festgestellt. Die Drift der Anordnung war geringer als ein Kanal, dies entspricht einer Stabilität von besser 300 ppm. [+])

3.2.3. Koinzidenzelektronik

Für die Koinzidenzelektronik wurde eine konventionelle Anordnung gewählt, die als Blockschaltbild in Abb. 5 dargestellt ist. Die Zeitsignale werden aus den Vorverstärkerimpulsen mit der Zeitabnahmestufe 'Extrapolated Zero Strobe', Canberra 1426 (EZS) abgenommen. Die EZS kompensieren auf verschiedene Anstiegszeiten und Impulshöhen der Detektorimpulse. Zwischen die Vorverstärker und die EZS wurden schnelle Verstärker geschaltet, um Impulse mit γ-Energien < 150 keV auch zur Koinzidenz bringen zu können. Die EZS triggern einen 'Time to Pulse Height Converter', aus dessen Zeitspektrum ein Zeitintervall mittels eines Einkanalers gewählt wird. Mit dieser Anordnung konnte in dem für die Koinzidenzmatrix gewählten Energiebereich eine Koinzidenzauflösungszeit von kleiner 20 nsec Halbwertsbreite erreicht werden. Der Ausgang des Einkanalers öffnet das Gate des Analog-Digital-Konverters,

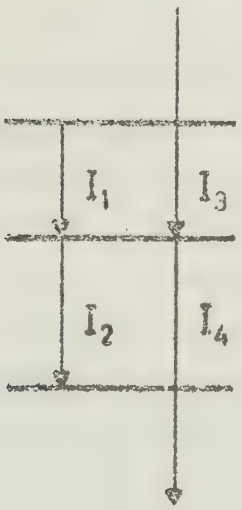
---

[+]) An dieser Stelle möchte ich Herrn Dr. F. Barthel (jetzt GfK Karlsruhe) danken. Er schrieb die für die Stabilisierung, Datenakkumulation und Auswertung der Koinzidenzdaten verwendete Software.

wenn ein koinzidentes Ereignis vorliegt.

3.2.4. Aufbau der Meßanordnung und Impulshöhenverteilung bei γ-γ-Koinzidenzmessungen

Bei γ-γ-Koinzidenzmessungen ist unter anderem die räumliche Anordnung der Detektoren bezüglich der Quelle (wenn keine Winkelkorrelationen gemessen werden sollen) und die Quellstärke frei wählbar. Folgende Überlegungen beeinflussen die Festlegung dieser Parameter.
Sei I_i die Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit für eine Energie $E_{\gamma i}$, ε_i die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors, Ω_i der vom Detektor bezüglich des Targets erfaßte Raumwinkel. Vernachlässigt man zunächst die Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit und die Wahrscheinlichkeit des Nachweises eines Impulses einer bestimmten Höhe in Abhängigkeit von der γ-Energie des Quants, so gelten folgende Relationen für das skizzierte Niveauschema (ohne innere Konversion), mit Z_K= Zahl der echten Koinzidenzen, Z_Z= Zahl der zufälligen Koinzidenzen, Z_1= Zahl der γ-Quanten $E_{\gamma 1}$, τ= Koinzidenzauflösungszeit



$$Z_K = \varepsilon_1 \varepsilon_2 \Omega_1 \Omega_2 \frac{I_1 I_2}{I_2 + I_4}$$

$$Z_Z = 2 \tau \varepsilon_1 \varepsilon_2 \Omega_1 \Omega_2 I_1 I_2$$

$$\frac{Z_Z}{Z_K} = 2 \tau (I_2 + I_4) = 2 \tau (I_1 + I_3)$$

$$Z_1 = \varepsilon_1 \Omega_1 I_1$$

Man sieht, daß das Verhältnis zugunsten der zufälligen Koinzidenzen wächst, wenn die Koinzidenzauflösungszeit groß ist und

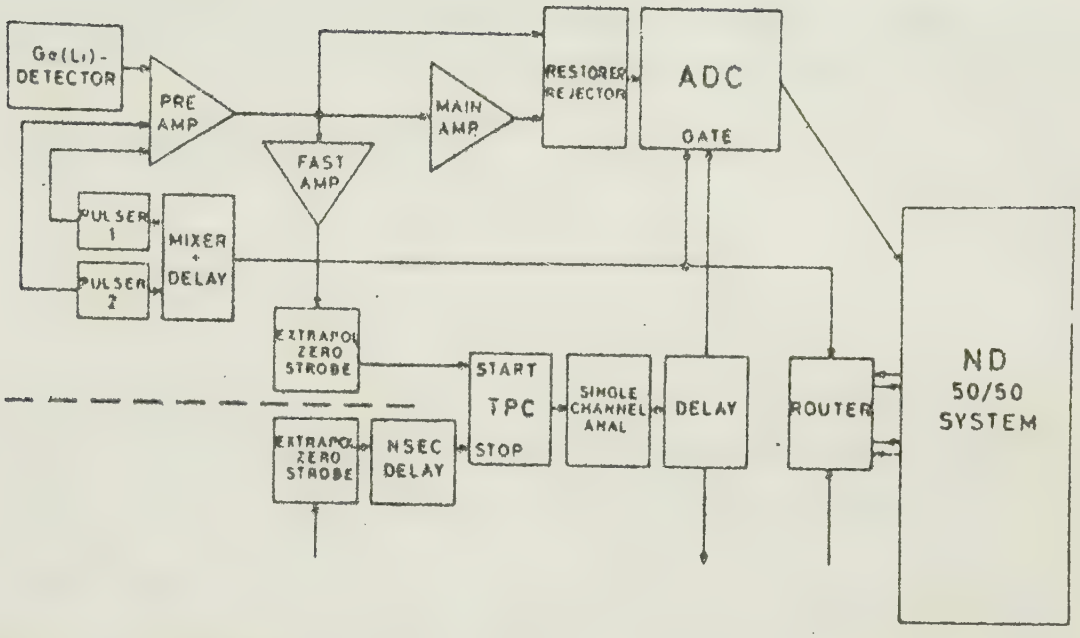


Abb. 5 BLOCKSCHALTBILD DER γ-γ-KOINZIDENZELEKTRONIK

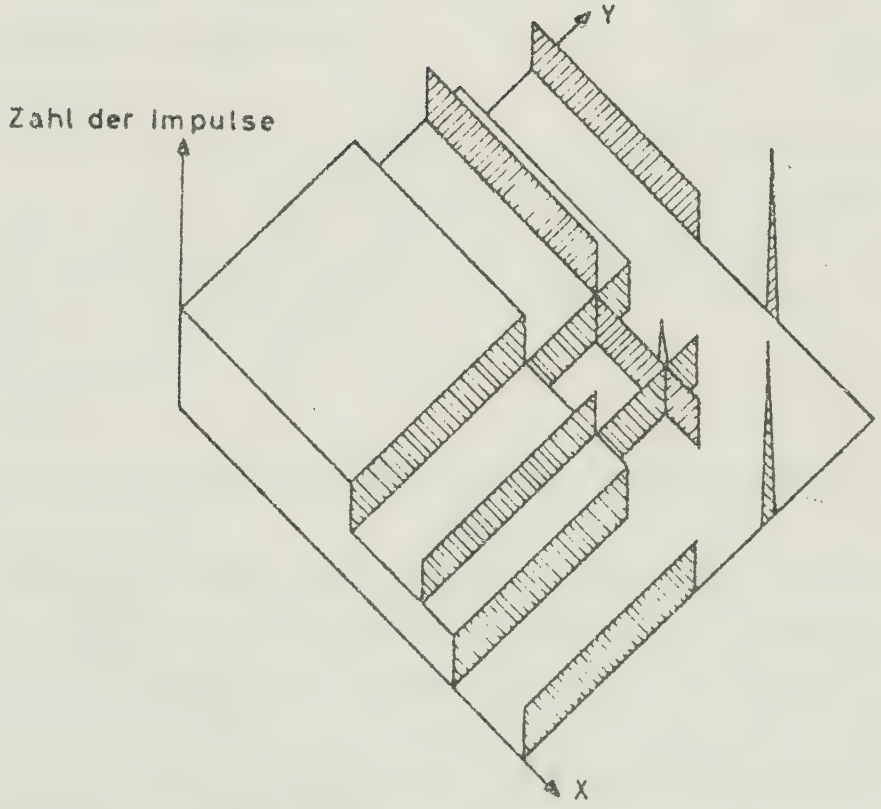


Abb. 6 SCHEMA EINER KOINZIDENZMATRIX

das Zwischenniveau stark gespeist wird. Da die Koinzidenzauflösungszeit der Apparatur nicht beliebig verkleinert werden kann, muß gegebenenfalls die Quellstärke des Zwischenniveaus beschränkt werden.
Weiterhin gilt folgende Gleichung

$$\frac{Z_K}{Z_1} = \varepsilon_2 \, \Omega_2 \, \frac{I_2}{I_2+I_4} \sim \frac{1}{r_2^2}$$

Die Koinzidenzzählrate ist um so größer, wenn das zugehörige γ-Quant $E_{\gamma 2}$ mit großer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden kann. Man muß also bestrebt sein, beide Detektoren möglichst nahe an die Quelle zu bringen.
Berücksichtigt man, daß statt der Beziehung $Z_1 = \varepsilon_1 \Omega_1 I_1$ folgende Abhängigkeit gilt (x= Impulshöhe des registrierten γ-Quants der Energie $E_{\gamma 1}$)

$$Z_1(E_1,x) = \varepsilon_1(E_1) \, f(E_1,x) \, \Omega_1 \, I_1 \, ,$$

so folgt, daß die verwendeten Detektoren neben guter Auflösung ein gutes 'Peak / Compton' - Verhältnis haben sollten, da nur dann schwache Übergänge auf dem Comptonkontinuum nachgewiesen werden können.
Eine schematische Darstellung eines Koinzidenzspektrums ist in Abb. 6 für den Spezialfall einer aus zwei γ-Übergängen bestehenden Kaskade gegeben. Diese Impulshöhenverteilung muß bei der Auswertung der Koinzidenzdaten mit Digitalen Fenstern berücksichtigt werden (s. Abschnitt 3.2.6.).

3.2.5. Details zur durchgeführten Koinzidenzmessung

Für die Koinzidenzmessungen standen zwei Ge(Li)-Detektoren zur Verfügung, für die unter experimentellen Bedingungen folgende Auflösung für eine Reaktionslinie von 1360 keV erreicht wurde: ein Detektor mit 40 cm^3 aktivem Volumen mit 3.2 keV, ein zweiter Detektor mit 25 cm^3 und 3.5 keV Halbwertsbreite. Diese Auflösung konnte mit der Stabilisierung über die Dauer der Koinzidenzmessung gehalten werden.
Die Detektoren wurden beide senkrecht zum einfallenden Strahl

aufgestellt, der eine etwas oberhalb, der andere unterhalb des Targets. Die Abstände Detektormittelpunkt zu Targetmittelpunkt betrugen etwa 4 bzw. 5 cm.
Bei einer Koinzidenzauflösungszeit von 20 nsec wurde das Zeitfenster τ_F= 30 nsec eingestellt. Die Zählrate des Zeitpeaks betrug an den Rändern des gesetzten Fensters etwa 20 % des Peakmaximums.
Das Verhältnis der zufälligen zu den echten Koinzidenzen betrug sowohl rechnerisch als auch experimentell 10 % bei einer Einzelzählrate von etwa 5500 Impulsen/sec. Unter diesen Bedingungen war nur für die stärkste Linie ein nennenswerter Beitrag durch die zufälligen Koinzidenzen zu erwarten.
In einer Meßzeit von 58 h wurden 4604 Blöcke von je 1000 Ereignissen registriert und auf Magnetband gespeichert.

3.2.6. Auswertung der Koinzidenzdaten

Die Auswertung der Koinzidenzdaten erfolgte über Sortierprogramme in Digitale-Fenster-Spektren. Hierzu werden in die X-Y-Matrix Schnitte parallel zur X-Achse gelegt. Innerhalb eines anzugebenden Y-Bereiches werden alle Ereignisse unabhängig vom genauen Y-Wert entsprechend ihrem X-Wert in ein Spektrum sortiert. Wählt man als Y-Bereich einen Peak im Y-Einzelspektrum, so erhält man im Digitalen-Fenster-Spektrum Peaks bei den Energien, die koinzident mit der durch das Y-Fenster gegebenen Energie sind. Zusätzlich muß man zur Kontrolle noch ein Fenster neben den Peak setzen, um festzustellen, daß der im X-Spektrum vorhandene Peak nicht durch einen Schnitt durch einen 'Comptonrücken' entsteht (s. Abb. 6).
Es wurden insgesamt 68 Digitale-Fenster-Spektren aus den Koinzidenzdaten generiert. Für die Breite eines Digitalen Fensters zum Sortieren der Koinzidenzdaten wurden 7 Kanäle gewählt. Dies entspricht etwa der Halbwertsbreite der γ-Linien. In der Regel wurden aus Intensitätsgünden und wegen Zeitersparnis beim Sortieren zwei Kanäle in X-Richtung zusammengefaßt. Ausnahmen waren die 489 und 497 keV Fenster mit Untergrundfenster, die wegen ihrer besonderen Bedeutung in voller Länge generiert und mit dem Auswerteprogramm EDGA (8) analysiert wurden. Das 497 keV Fenster

mit Seitenfenster ist in Abb. 7 dargestellt. Die Auswertung der übrigen Digitalen-Fenster-Spektren erfolgte mit den Nuclear Data Programmen. Die Energien wurden hierbei auf ±1 keV bestimmt.

Die beobachteten Koinzidenzen sind im Zerfallsschema (Abb. 8) durch Kreise markiert (s. auch Abschnitt 4.2.). Außer diesen Koinzidenzen wurden noch Koinzidenzen beobachtet, die ^{114}Sn und ^{116}Sn zuzuordnen sind (s. Abschnitt 3.1.3.3.). Weitere stärkere Koinzidenzen, insbesondere solche, die zu Niveaus mit einer Anregungsenergie von kleiner 2.5 MeV in ^{115}Sn führen würden, wurden nicht beobachtet.
Die schwachen Koinzidenzen der 497 keV Linie mit Linien mit Energien über 1900 keV wurden zur Aufstellung des Niveauschemas nicht verwendet, da die γ-Energien nicht eindeutig zugeordnet werden konnten.

3.3. Coulombanregung an Zinn

Wie in Abschnitt 5. ausgeführt wird, erwartet man bei höheren Anregungsenergien Zustände mit kollektivem Charakter, insbesondere für ^{115}Sn zwei Zustände bei etwa 1300 keV, die mit verstärkten B(E2)-Werten zum Grundzustand zerfallen sollten. Deshalb wurde versucht, diese B(E2)-Werte über die Messung des Wirkungsquerschnittes für Coulombanregung an ^{115}Sn zu ermitteln.
Als Target stand das natürliche Isotopengemisch von Zinn zur Verfügung, das zu .35 % ^{115}Sn enthält. Da die Energien der 2^+-Vibrationen aller geraden Sn-Isotope kleiner als 1300 keV sind, bestand die Hoffnung den γ-Zerfall des interessierenden $5/2^+$-Niveaus bei 1417 keV nach Coulombanregung beobachten zu können. Dies setzte voraus, daß keine höherenergetischen Übergänge aus anderen Reaktionen den erwarteten schwachen Peak durch ihre Comptonverteilung verdeckten.
Als Projektil wurden $^4He^{2+}$-Ionen mit Einschußenergien von 10 und 12 MeV (12 MeV ist die für reine Coulombanregung maximal zulässige Einschußenergie für $^4He^{2+}$-Ionen auf Sn) verwendet.
Der erwartete Peak konnte auf dem Comptonuntergrund der Störreaktion $^{12}C(\alpha,\alpha'\gamma)^{12}C$ nicht nachgewiesenwerden. Die Störreaktion liefert Peaks bei 4.41 MeV und 4.47 MeV, die durch Aufspaltung der γ-Energie von 4.43 MeV durch Dopplereffekt entstehen.

Der Kohlenstoffuntergrund konnte auch durch ein verbessertes Vakuum am Targetort mit $2 \cdot 10^{-6}$ Torr nicht wesentlich verringert werden.
Da sich die experimentellen Bedingungen unter vertretbarem Aufwand nicht verbessern ließen, wurde das Coulombanregungsexperiment abgebrochen.

4. Aufstellung des Niveauschemas für ^{115}Sn

4.1. Allgemeine Probleme

Aus der Messung von Einzelspektren gewinnt man Energien und Intensitäten der γ-Übergänge, die beim Zerfall eines angeregten Kerns auftreten.
Die Aufstellung des Niveau- und Zerfallsschemas aus diesen γ-Daten kann nach verschiedenen Verfahren erfolgen. Es sollen hier einige Verfahren daraufhin geprüft werden, ob sie im vorliegenden Fall anwendbar sind.
Eine Möglichkeit besteht in der Einordnung der Meßdaten in ein Niveauschema, das im diskutierten Falle des ^{115}Sn aus den Teilchentransferdaten aufgestellt worden war. Im Energiebereich bis $E_{max} = 2.5$ MeV waren $L = 16$ Niveaus angegeben, für die mit einer Unsicherheit von $\Delta E_L = \pm 10$ keV zu rechnen war. Die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Einordnung beträgt (ohne Berücksichtigung von Auswahlregeln für γ-Übergänge)

$$W(E) = \frac{L\,(L-1)}{2}\; 2\;\Delta E_L\;\frac{1}{E_{max}} = .96\ .$$

Dieses Verfahren ist im vorliegenden Falle also nicht einsetzbar.
Ein weiteres Verfahren ist die direkte Anwendung des Ritz'schen Kombinationsprinzips. Man bildet 'Energieschleifen', d.h. man sucht Kombinationen von Energien, bei denen die Summe zweier Energien innerhalb der Meßgenauigkeit gleich einer dritten Energie ist. Findet man solche Schleifen, so läßt sich in günstigen Fällen sukzessiv das Niveauschema aufbauen. Gleichzeitig muß man auch die Differenzen von Energien bilden, da eventuell ein Übergang nicht beobachtbar ist. Für die vorliegenden Untersuchungen

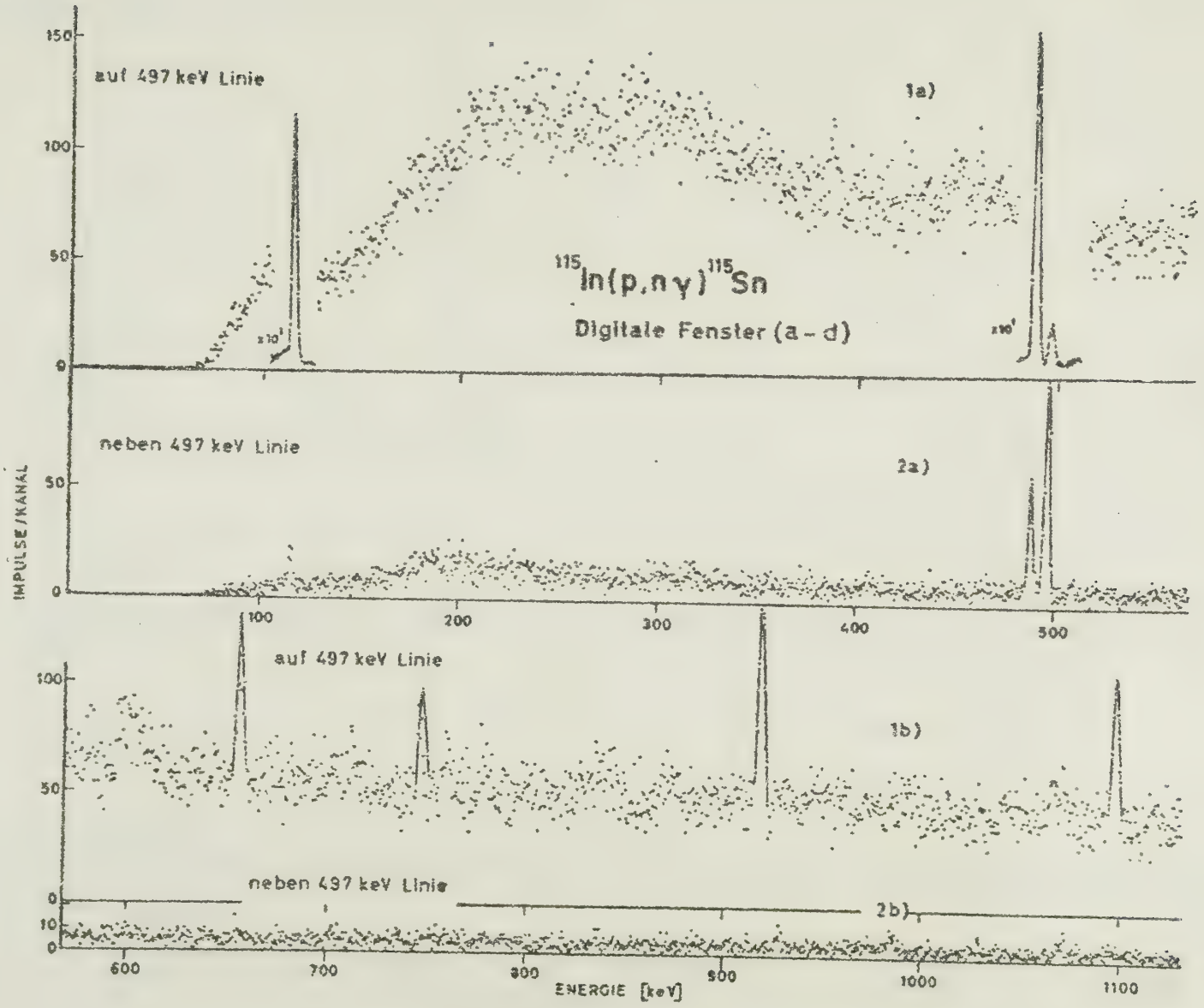

auf 497 keV Linie
1a)
$^{115}In(p,n\gamma)^{115}Sn$
Digitale Fenster (a - d)
neben 497 keV Linie
2a)
IMPULSE/KANAL
auf 497 keV Linie
1b)
neben 497 keV Linie
2b)
ENERGIE [keV]

Abb. 7

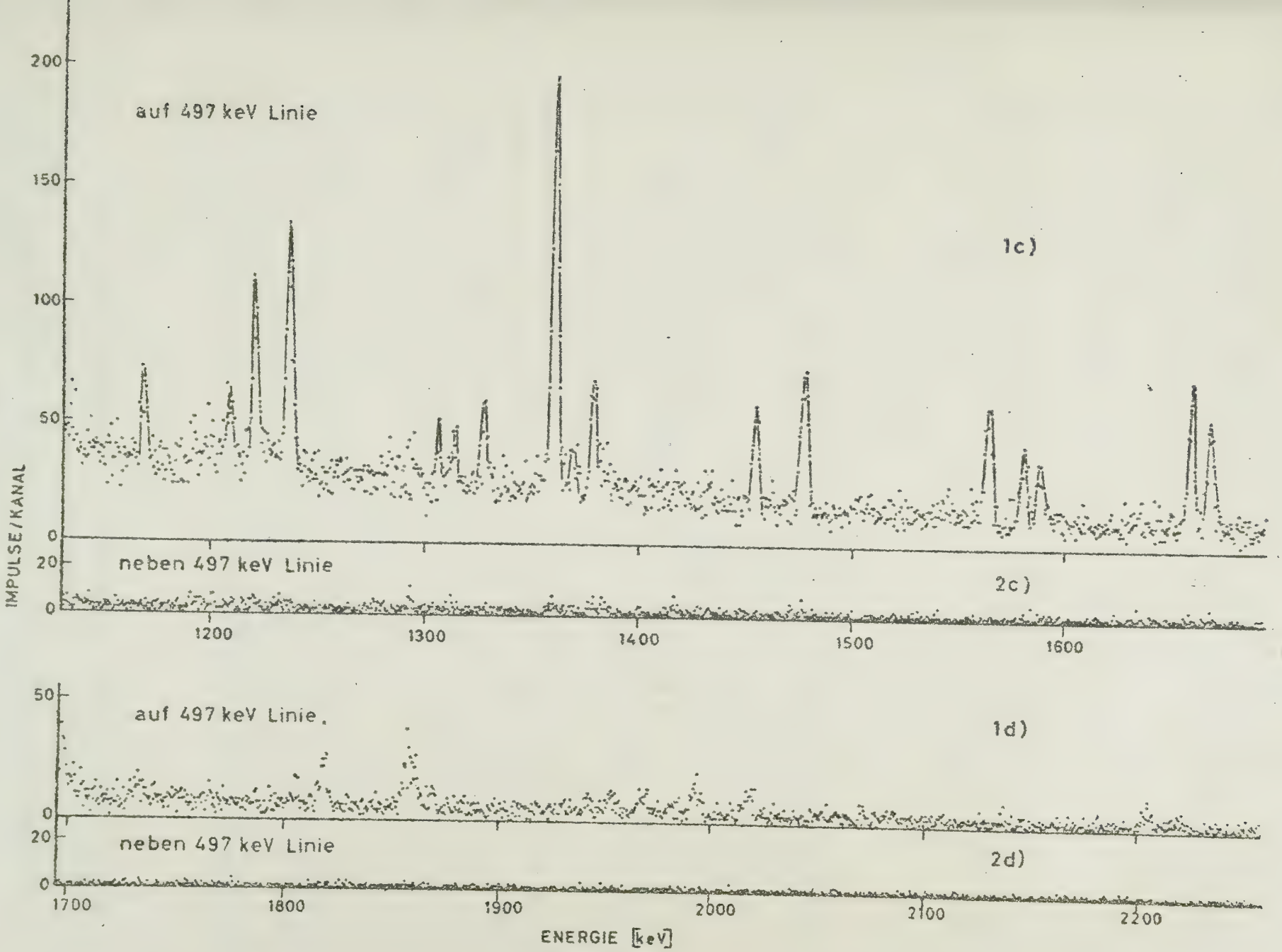

auf 497 keV Linie
1c)
neben 497 keV Linie
2c)
IMPULSE/KANAL
200
150
100
50
0
20
0
1200
1300
1400
1500
1600
auf 497 keV Linie.
1d)
neben 497 keV Linie
2d)
50
0
20
0
1700
1800
1900
2000
2100
2200
ENERGIE [keV]

Abb. 7

war dieses Verfahren nicht anwendbar, da sich wegen der hohen Zahl der Linien trotz der erreichten Energiegenauigkeit eine zu große Wahrscheinlichkeit für die zufällige Existenz von Schleifen ergab. Die Zahl der zufälligen Schleifen zu einer Linie mit der Energie E_1 ist nach (20)

$$N(E_1) = \int_{\delta E} \rho(E)\ \rho(E-E_1)\ \ 2\ \Delta E\ \delta E\ ,$$

wobei $\rho(E)$= Anzahl der γ-Linien pro Energieintervall, ΔE= mittlerer Meßfehler der γ-Energien. Setzt man $\rho(E)$= konstant= Z/E_{max}, so ergibt sich

$$N(E) = \frac{Z^2}{E_{max}}\ 2\ \Delta E\ .$$

Die Gesamtzahl Z der γ-Linien wird in dieser und den folgenden Abschätzungen gleich der Zahl der gemessenen γ-Linien gesetzt, da die Störlinien selten eindeutig identifiziert werden können. Im vorliegenden Fall ist Z= 280, E_{max}= 2500 keV, ΔE= .270 keV (doppelter mittlerer Fehler der γ-Energien von Tabelle 1), und es ergibt sich im Mittel N(E)= 17. Die Anwendung des Verfahrens ist in diesem Fall also unsinnig, da zu jeder Energie 17 zufällige Schleifen gefunden werden.
Eine Erweiterung des Ritz'schen Kombinationsprinzips ist ein von A. Bäcklin (21) vorgeschlagenes Verfahren, das zusätzlich zu den γ-Energien einige als gesichert betrachtete Niveaus verwendet. Bei dieser Methode wird die n-fache Erfüllung der Bedingung

$$\left|\ |E-E_L|-E_\gamma\ \right| \leq \Delta E_L + \Delta E_\gamma$$

abgefragt, mit E_L= bekannte Niveauenergien, E_γ= γ-Übergangsenergien, ΔE_L, ΔE_γ entsprechende Fehler. E ist eine Testenergie, die in einer sinnvollen Schrittweite bis E_{max} abgefragt wird. Die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen n-fachen Übereinstimmung ist gegeben durch

$$P(n) = \binom{I}{n}\ S^n\ (1-S)^{I-n}\ ,$$

mit I= Anzahl der vorgegebenen Niveaus und S= Fehlerdichte= $Z\cdot\Delta E/E_{max}$. Bei 6 vorgegebenen Niveaus ist die Zahl Z(n) der zufälligen n-fachen Übereinstimmung (bei 20 eV Schrittweite) $P(2)= 1.3\ 10^{-2}$, Z(2)= 1625; $P(3)= 5.4\ 10^{-4}$; Z(3)= 68;

$P(4) = 1.3\ 10^{-5}$, $Z(4) = 2$. Für I=8 ist $P(2) = 2.2\ 10^{-2}$, $Z(2) = 2800$, $P(3) = 1.4\ 10^{-3}$, $Z(3) = 180$; $P(4) = 5.7\ 10^{-5}$, $Z(4) = 7$; $P(5) = 1.5\ 10^{-6}$, $Z(5) = .2$.

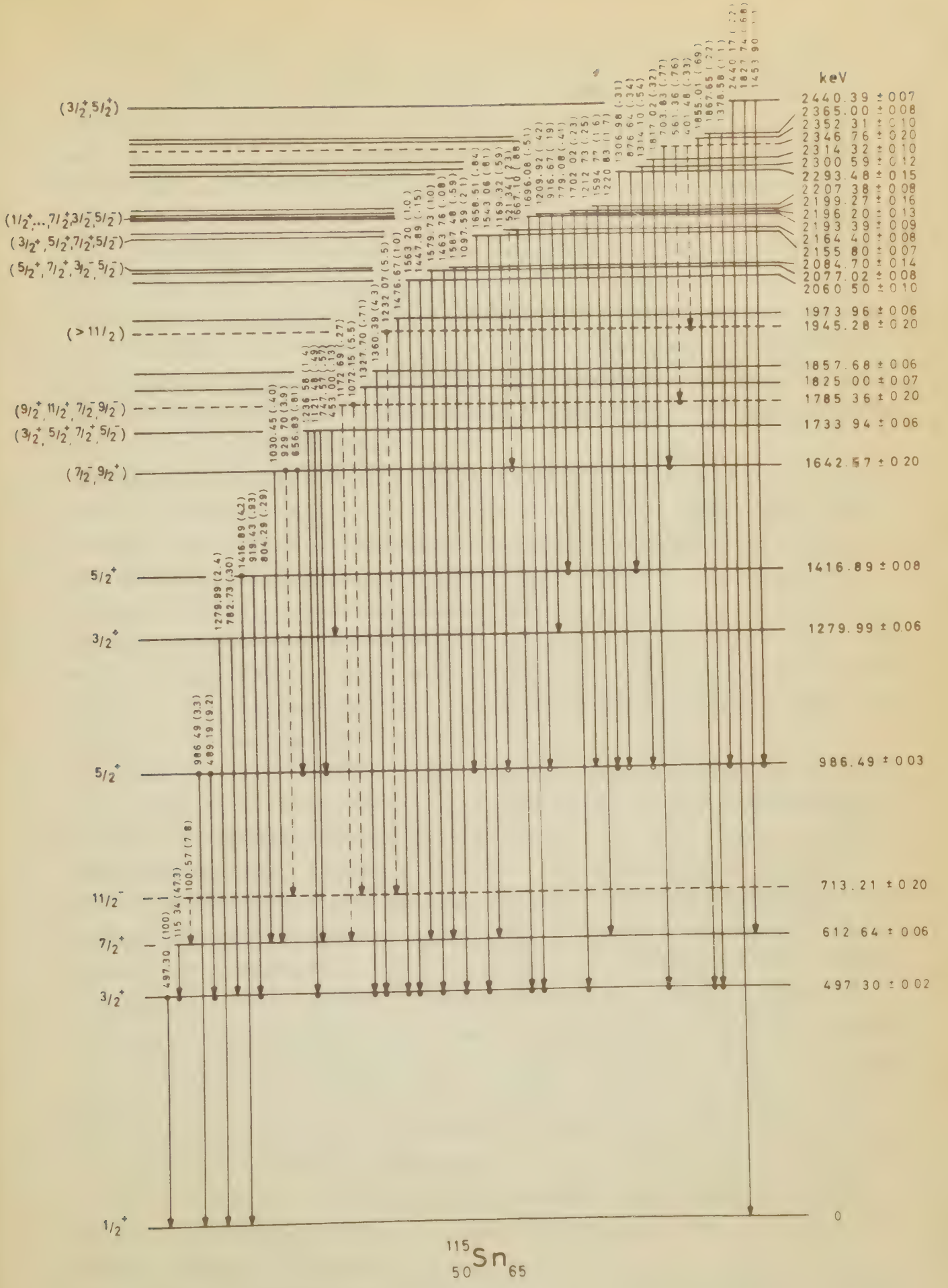
Obwohl sich beim punktweisen Abfragen zum Teil sehr geringe Wahrscheinlichkeiten für n-fache Übereinstimmungen ergeben, d.h. P(n) sehr klein ist, wird jedoch die Gesamtzahl durch die nötige hohe Zahl der Abfragen bedingt. Wie man aus den angegebenen Zahlen ersehen kann, hat das Verfahren nur dann Erfolg, wenn die Niveaus durch Übergänge stark verzahnt sind. Da in der Regel die zu bestimmenden Niveaus oft sehr selektiv zerfallen, ist die 'Verzahnung' gering. Für die vorliegenden Daten war das Verfahren nicht anwendbar.

Das in dieser Arbeit vorgeschlagene Niveauschema für ^{115}Sn wurde mit Hilfe der Koinzidenzinformation aus den vorgelegten Messungen aufgestellt (s. folgende Abschnitte). Hierbei wird ausgenützt, daß die in Koinzidenz gemessenen γ-Linien zu einer Kaskade gehören. Da einige γ-Energien in verschiedenen Kaskaden vorkommen, kann sukzessiv ein Niveauschema aufgebaut werden. In dieses Schema werden dann die Übergänge auf Grund von Energierelationen eingeordnet, für die keine Koinzidenz möglich ist.

4.2 Kriterien für die Aufstellung des Niveauschemas von ^{115}Sn

Bei der Aufstellung des Niveauschemas von ^{115}Sn (Abb. 8) wurde von den in den Teilchentransfermessungen (1), (2) bestimmten Niveaus bis 1.5 MeV Anregungsenergie ausgegangen. Diese Niveaus wurden mit den Koinzidenzdaten gesichert (bis auf die Niveaus 713 und 1280 keV) und mit den aus den Einzelspektren bestimmten γ-Energien energetisch genau festgelegt. Von diesen Niveaus ausgehend, wurde die weitere Koinzidenzinformation verwertet. Im Zerfallsschema der Abb. 8 sind die koinzidenten Übergänge durch ausgezogene Kreise gekennzeichnet (der offene Kreis an der 521 keV Linie, Niveau 1643 keV, soll besagen, daß diese Linie nur in Koinzidenz mit der 930 keV Linie gesehen wurde und nicht mit der 657 keV Linie).

Als nächstes wurden die zu beiden γ-Übergängen von 489 und 497 keV koinzidenten γ-Linien zu der Niveauenergie von 986 keV addiert. In der Regel wiesen diese γ-Linien keine signifikanten Koinzidenzen mit anderen γ-Linien auf, so daß die durch Addition



$^{115}_{50}Sn_{65}$

Abb. 8

erhaltene Energie zu neuen Niveaus gehören sollte. Auf diese Weise ergaben sich 10 neue Niveaus. Ein Teil dieser Übergänge zeigt auch Koinzidenz mit der 986 keV Linie. Die γ-Linien, die auf das 986 keV Niveau führen und nur in Koinzidenz sowohl zum 489- als auch zum 497 keV Übergang gesehen werden, sind im Niveauschema durch offene Kreise gekennzeichnet. In diesen Fällen zeigt sich die Grenze der Nachweisempfindlichkeit der γ-γ-Koinzidenzmessung. Die Koinzidenz mit der 986 keV Linie ist sowohl vom Verzweigungsverhältnis des Zerfalls des 986 keV Niveaus als auch von der mit höherer Energie abnehmenden Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors gegenüber der Koinzidenz mit der 489 bzw. 497 keV Linie weniger wahrscheinlich und in der Koinzidenzmatrix schwieriger nachzuweisen.

Im nächsten Schritt wurden alle diejenigen Linien, die nur zur 497 keV Linie koinzident sind, von dem 497 keV Niveau aus abgetragen. Bei 14 diese Bedingung erfüllenden Koinzidenzen werden 10 neue Niveaus gewonnen, 4 führen auf Niveaus, die beim vorherigen Schritt schon erreicht wurden.

In einem weiteren Schritt wurden von dem 713 keV Niveau aus zwei Niveaus bei 1785 und 1945 keV konstruiert, die mit jeweils koinzidenten Übergängen von einem letzten neuen Niveau von 2347 keV gespeist werden (s. Abschnitt 4.3.).

In einem letzten Schritt wurde mittels eines Programmes versucht, die gemessenen Einzelenergien in das Niveauschema einzuordnen, um auch schwächere Übergänge und solche, für die keine Koinzidenz möglich ist, finden zu können. Als Einordnungskriterium wurde verlangt, daß die Niveauenergiedifferenzen nicht mehr von den gemessenen γ-Energien abweichen dürfen als die doppelten Fehler der γ-Energien. Die Niveauenergien wurden für diese Einordnung als exakt bekannt vorausgesetzt, da sonst zu viele zufällige Einordnungen stattfanden. Andererseits muß damit gerechnet werden, daß wirkliche Einordnungen durch die als exakt angenommenen Niveauenergien nicht gefunden wurden. Die Zahl der das Einordnungskriterium erfüllenden γ-Linien betug 64. Von diesen Einordnungen wurden 16 verworfen, da es sich um Mehrfacheinordnungen handelte, oder eine Linie entgegen der Koinzidenzinformation eingeordnet wurde. In drei Fällen wurde von Spinauswahlregeln Gebrauch gemacht.

Die Zahl der zufälligen Einordnungen in dieses Niveauschema wur-

de nach

$$N = \int_{\delta E} \rho_\gamma(E)\ \rho_N(E)\ 2\ \Delta E_\gamma\ \delta E$$

im Schrittintervall δE= 100 keV zu N= 23 berechnet (ρ_N= Dichte der Niveauenergiedifferenzen).
Sieben γ-Energien, deren Einordnung in das Niveauschema auf Grund der Koinzidenzen als gesichert erschien, erfüllten das Einordnungskriterium nicht. Die Abweichung, mit der das Kriterium verletzt wurde, war in drei Fällen kleiner als 15 eV. Die Abweichung betrug für die vier übrigen Fälle: 656.83±.04 keV (Niveau 1643) .29 keV, 779.08±.10 keV (Niveau 2196) .03 keV, 919.43±.04 (Niveau 1417) .09 keV, 1097.59±.04 (Niveau 2085) .55 keV. Diese Abweichungen sind vermutlich durch die in Abschnitt 3.1.3.1. erwähnte fehlerhafte Bestimmung der Übergangsenergien auf Grund der hohen Liniendichte zu erklären. Dies kann im Fall der 1097 keV Linie nachgewiesen werden, bei der es sich um ein Dublett handeln muß. Diese Linie zeigt eindeutige Koinzidenzen mit Linien von ^{115}Sn und ^{116}Sn. Im Einzelspektrum kann der Peak nicht getrennt werden, für eine genaue Bestimmung der Energie aus dem Digitalen-Fenster-Spektrum reicht die Statistik nicht aus.
Das in der voliegenden Arbeit vorgeschlagene Niveauschema von ^{115}Sn umfaßt 55 Übergänge, wobei 39 Übergänge durch die Koinzidenzmessung bestimmt worden waren.
Die Energien der Niveaus werden in der Regel durch den Grundzustandsübergang festgelegt. Ist kein Grundzustandsübergang vorhanden, werden die Energien durch die das Niveau festlegenden γ-Energien bestimmt. Stützen mehrere γ-Übergänge ein Niveau, so wird ein geeigneter Mittelwert für die Niveauenergie genommen.

Die Fehlerangaben der Niveauenergien werden nach folgenden Kriterien gewonnen. Existiert ein Grundzustandsübergang, so wird der doppelte Fehler dieses γ-Energiefehlers festgesetzt (Ausnahme ist das 986 keV Niveau, da hierbei die Summation der Fehler der 489 und 497 keV Linien kleiner als der einfache Fehler der 986 keV Linie ist). Für die übrigen Niveaus werden die kleinsten Fehler der das Niveau stützenden γ-Linien addiert. Bei dieser Fehlerbestimmung werden weitere Verknüpfungen der Niveaus untereinander außer acht gelassen, da keine Kriterien für eine sinnvolle Berücksichtigung gefunden wurden.

Die Spins der Niveaus wurden bis zu einer Anregungsenergie von 1.5 MeV von (2) übernommen. Für einige weitere Niveaus werden auf Grund des beobachteten γ-Zerfalls Einschränkungen für die Spins angegeben. Grundlage für die Angabe war die Annahme, daß bei gleicher Parität von Anfangs- und Endzustand nur M1- und E2-Strahlung beobachtet werden kann, bei Paritätswechsel nur E1-Strahlung. Für die einzelnen Spinzuordnungen wurde geprüft, ob mit den Modellwellenfunktionen aus Abschnitt 5. die beobachteten Übergänge möglich sind. Ein Beispiel wird in Abschnitt 6.3.1. gezeigt.

4.3. Diskussion der Unsicherheiten im Zerfallsschema

Das Niveau- und Zerfallsschema ist im wesentlichen auf Grund der Information aus den γ-γ-Koinzidenzmessungen aufgestellt worden. Die Methode ist dadurch stark selektiv für Übergänge, für die Koinzidenzen möglich sind. Es sind fast alle Niveaus mit Energien über 1.5 MeV durch Koinzidenzen mit den Niveaus von 497 oder 986 keV gestützt. Die Niveaus, die im wesentlichen durch einen Grundzustandsübergang zerfallen, können mit diesem Verfahren nicht identifiziert werden.
Für Niveaus, deren Lebensdauer wesentlich größer ist als die Koinzidenzauflösungszeit, ist die Zuordnung der das Niveau speisenden γ-Linien nur auf Grund der Energierelation möglich.

Bei der Aufstellung des Niveauschemas wurde versucht, nur möglichst gut gesicherte Angaben zu verwenden. Trotz der erreichten Energiepräzision und der scharfen Einordnungskriterien muß damit gerechnet werden, daß 30 % der Einordnungen, die nur auf Energiebedingungen basieren, zufällig sind.
Im Niveauschema der Abb. 8 sind bis auf die angegebenen Ausnahmen nur die γ-Linien eingeordnet, die das Einordnungskriterium aus Abschnitt 4.2. erfüllen. Durch dieses Vorgehen können insbesondere in Hinblick auf die relativ große Wahrscheinlichkeit einer fehlerhaften Bestimmung der γ-Energien wegen Überlagerung zweier Linien (s. Abschnitt 3.1.3.1.) richtige Einordnungen verloren gehen. Schwächt man das Einordnungskriterium ab, so steigt die Zahl der zufälligen Einordnungen stark an.
Im Folgenden sollen die Niveaus bei 1280 keV und 713 keV disku-

tiert werden.
Das Niveau von 1280 keV kann nicht durch die Koinzidenzmessung gestützt werden. Es wurde auf Grund der Teilchentransfermessungen (1),(2) behauptet, die ein Niveau bei 1.28 MeV bzw. 1282 keV gemessen haben. Die Energie dieses Niveaus wurde durch die gemessene γ-Energie von 1279.99 keV als einzige in Frage kommende stärkere γ-Linie in diesem Energiebereich festgelegt. Diese γ-Linie weist keine signifikanten Koinzidenzen auf.
Das Niveau bei 713 keV wurde ebenfalls auf Grund der Teilchentransfermessungen behauptet. Die Niveauenergie wurde durch Addition der γ-Energie von 100.57 keV zu dem Niveau von 612.64 keV erhalten. Da wegen der Lebensdauer des 613 keV Niveaus von 3.26 µsec (7) bei einer Koinzidenzauflösungszeit von 30 nsec eine Koinzidenz der 101 keV Linie mit der 115 keV Linie nicht beobachtet werden kann, ist die Zuordnung der 101 keV Linie zum 713 keV Niveau durch die Koinzidenzmessung nicht möglich. Da mit einer relativ starken Einspeisung für dieses Niveau zu rechnen ist, ist die Zuordnung aus Intensitätsgründen wahrscheinlich (der Konversionskoeffizient beträgt $\alpha_K = 4.5$). Das 713 keV Niveau hat nach (6) eine Lebensdauer von 159 µsec. Es werden im Zerfallsschema γ-Zerfälle von den Niveaus bei 1643, 1785, 1945 und 2347 keV angegeben, die dieses Niveau speisen. Bemerkenswert ist die Verknüpfung dieser Niveaus untereinander durch die beobachteten Koinzidenzen und die Tatsache, daß alle drei Zwischenniveaus von dem 2347 keV Niveau gespeist werden. Da das 713 keV Niveau nicht eindeutig gesichert werden kann, sind die mit diesem Niveau verzahnten Übergänge und Niveaus gestrichelt in Abb. 8 gezeichnet.
Im Folgenden sollen noch ein bzw. zwei mögliche Niveaus bei 2356 keV diskutiert werden. Eine Linie von 1868.79 keV ist koinzident mit den Linien von 489 und 497 keV. Dies ergäbe eine Niveauenergie von 2355.28 keV. Weiterhin ist eine Linie von 1859.36 keV koinzident mit der 497 keV Linie, woraus ein Niveau mit der Energie von 2356.66 keV abzuleiten wäre. Es ist jedoch zu vermuten, daß die Energien aus den Einzelspektren fehlerhaft bestimmt worden sind, insbesondere die Energie der 1369 keV Linie, da die Intensität dieses Peaks im Digitalen-Fenster-Spektrum viel schwächer ist als nach der Intensität im Einzelspektrum zu erwarten ist. Da aus den vorliegenden Daten nicht ent-

schieden werden kann, ob es sich um ein oder zwei Niveaus bei der Anregungsenergie von 2356 keV handelt, ist im Niveauschema kein Niveau bei dieser Energie angegeben.

4.4. Vergleich mit früheren Messungen des γ-Zerfalls von ^{115}Sn

Der β-Zerfall von ^{115}Sb wurde von Sehgal (4) untersucht. Es wurden γ-Einzelspektren und γ-γ-Koinzidenzen mit NaJ-Kristallen gemessen. Die Einzelspektren ergaben Linien von 499, 980, 1240 und 2220 keV, wobei alle Linien koinzident mit der 499 keV Linie und die 980 keV Linie koinzident mit der 1240 keV Linie gemessen wurden. In der vorliegenden Arbeit konnte eine Koinzidenz der 497 keV Linie mit einer Linie bei 980 keV nicht nachgewiesen werden. Allerdings weist der β-Zerfall eine gegenüber der durchgeführten (p,n)-Messung eventuell stark verschiedene Einspeisung der Niveaus von ^{115}Sn auf.
Der β-Zerfall von ^{115}Sb wurde von Rahmouni (5) erneut untersucht. Neben Messung von γ-Einzelspektren mit einem 3 cm^3 Ge(Li)-Detektor waren auch γ-γ-Koinzidenzmessungen mit dem Ge(Li)-Detektor und einem NaJ-Kristall durchgeführt worden. Zur Messung der Koinzidenzen wurde ein 'Hardware'-Fenster im Spektrum des NaJ-Kristall auf die niederenergetische Hälfte eines γ-Peaks gelegt, dessen Energie mit 499 keV angegeben ist. Es wurden Koinzidenzen zu dieser Energie bestimmt mit Energien von 115, 986, 1121 und 1236 keV. In der vorliegenden Arbeit konnten Koinzidenzen der 497 keV Linie mit der 986 und 1121 keV Linie nicht nachgewiesen werden. Zur Aufstellung eines Niveauschemas verwendet Rahmouni seine Koinzidenzinformation und ordnet die von ihm gemessenen 19 γ-Linien in das Niveauschema aus den Teilchentransfermessungen (1) ein. Er kommt auf diese Weise zu einem Niveauschema, das von dem der vorliegenden Arbeit erheblich differiert. Dies ist im Hinblick auf die Abschätzungen der zufälligen Einordnungen (Abschnitt 4.1.) zu erwarten. Angemerkt werden soll hier nur noch, daß Rahmouni ebenfalls eine γ-Linie der Energie 1279 keV gemessen hat.
Ivanov et al. (6), (7) bestimmten die Lebensdauer und den Zerfall der Zustände $11/2^-$, 726 keV zu 159 µsec und $7/2^+$, 619 keV zu 3.26 µsec in ^{115}Sn. Die Messung der γ-Strahlung wurde mit

NaJ-Kristallen durchgeführt. Die vorliegende Arbeit ergibt für die Energien der beiden Niveaus 713.21 bzw. 612.64 keV.

5. Das 'Unified Model' für die schwache Kopplung

In den folgenden Abschnitten wird eine Diskussion der Meßergebnisse von ^{115}Sn im 'Unified Model' versucht. Es soll zunächst eine kurze Einführung in das angewandte 'Unified Model' gegeben werden (22), (23), (24).
Eine grundsätzliche Voraussetzung des Schalenmodells ist die sphärische Symmetrie des mittleren Kernpotentials. Berücksichtigt man Kollektiveigenschaften der Kernmaterie, so ist diese Voraussetzung in der Regel nicht erfüllt. Die Einteilchenbahnen werden dann von der Verteilung der Nukleonen im Kern abhängig sein.
Es sollen ungeradzahlige Kerne betrachtet werden, deren unpaariges Nukleon sich im Potential der übrigen Nukleonen, die den 'Rumpf' des Kerns bilden, bewegt. Die Diskussion beschränkt sich auf Kerne, für deren Rumpf im zeitlichen Mittel sphärische Symmetrie angenommen werden kann. Die Amplituden der Vibrationsschwingung sollen klein sein. Die Oberfläche des Kerns sei durch

$$R(\theta,\Phi,t) = R_o\{\, 1 + \sum_{\lambda=2}^{3} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t)\, Y_{\lambda\mu}(\theta,\Phi) \,\}$$

beschrieben. Es werden somit nur Quadrupol- und Oktupolschwingungen betrachtet. Der Hamiltonoperator des ungeraden Kerns ist gegeben durch

$$H = H_{COLL} + H_{SP} + H_{WW} .$$

Die kollektive Bewegung der Kernmaterie wird beschrieben durch

$$H_{COLL} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda=2}^{3} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \{\, B_\lambda\, \dot{a}^{\dagger}_{\lambda\mu}\, \dot{a}_{\lambda\mu} + C_\lambda\, a^{\dagger}_{\lambda\mu}\, a_{\lambda\mu} \,\} ,$$

wobei $a^{\dagger}_{\lambda\mu}$, $a_{\lambda\mu}$ die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren der λ-Polschwingung sind, B_λ Trägheitsparameter und C_λ Oberflächensteifheit.
Für den Einteilchenhamiltonoperator gilt

$$H_{SP} = \sum_i T_i + V(0,\vec{r}_i,\vec{l}_i,\vec{s}_i)$$

mit der Entwicklung des Potentials

$$V(\alpha_{\lambda\mu},\vec{r},\vec{I},\vec{s}) = V\left(\frac{r}{1+\sum_{\lambda,\mu}\alpha_{\lambda\mu}Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi)},\vec{I},\vec{s}\right)$$

$$= V(0,\vec{r},\vec{I},\vec{s}) - r\,\frac{\partial V(0,\vec{r},\vec{I},\vec{s})}{\partial r}\sum_{\lambda,\mu}\alpha_{\lambda\mu}Y_{\lambda\mu} + \ldots ,$$

wenn V(0,r,l,s) das sphärische Schalenmodellpotential ist. Für den Operator der Wechselwirkung gilt

$$H_{WW} = -\sum_{i} r\,\frac{\partial V(0,\vec{r},\vec{I},\vec{s})}{\partial r}\sum_{\lambda,\mu}\alpha_{\lambda\mu}Y_{\lambda\mu} .$$

Die Wellenfunktionen des Gesamtsystems lassen sich entwickeln nach den Einteilchenwellenfunktionen $|jm_j>$, die gekoppelt sind mit dem kollektiven Zustand mit dem Gesamtdrehimpuls $\vec{R}$ zu dem Gesamtdrehimpuls $\vec{I}$ mit der Projektion M. Der Drehimpuls $\vec{R}$ wird erhalten durch Koppeln von N_1 Quadrupolphononen mit dem Drehimpuls $\vec{R}_1$ mit N_2 Oktupolphononen mit Drehimpuls $\vec{R}_2$

$$|j(N_1,R_1,N_2,R_2)R;IM> = \sum_{m_j,M_R}\sum_{M_{R_1},M_{R_2}} <jm_jRM_R|IM> <R_1M_{R_1}R_2M_{R_2}|RM_R> \times$$

$$\times |jm_j> |N_1R_1M_{R_1}> |N_2R_2M_{R_2}> .$$

Beschränkt man sich auf die erste Quadrupolschwingung, so gilt

$$|j(1,2,0,0)2;IM> = \sum_{m_j,M_R} <jm_j2M_R|IM> |jm_j> |12M_R> .$$

Es ergibt sich also ein Multiplett aus dem Einquadrupolphononenzustand des gg-Kerns mit 5 (für j> 2) oder 2j+1 Zuständen (für j< 2).
Für $H_{WW} \neq 0$ wird die Entartung dieser Zustände aufgehoben. Ähnliche Verhältnisse gelten für die Zweiquadrupolphononzustände und die Oktupolphononzustände.
In der hier gemachten Näherung können alle Zustände mit gleichem Spin und gleicher Parität miteinander mischen. Ist die Wechselwirkungsenergie H_{WW} klein, so mischen nur die Zustände, die sich nur um ein Phonon voneinander unterscheiden.

Für den γ-Zerfall erwartet man in dieser Näherung, daß sich die Phononenzahl bei einem Übergang maximal um eins ändert. Die B(Eλ)-Werte sollten für alle Mitglieder eines Multipletts beim Zerfall zum Grundzustand bis auf statistische Faktoren gleich sein. Dieser Wert sollte gleich dem $2^+ \to 0^+$ Übergang im gg-Nachbarkern sein, vorausgesetzt, daß beide Rümpfe als gleich betrachtet werden können. M1-Übergänge von Multiplettzuständen zum Grundzustand sollten verboten sein.
Die geschilderten Regeln für den γ-Zerfall sind jedoch mit starken Einschränkungen zu betrachten, da ihnen vereinfachende Annahmen zugrunde liegen. Insbesondere wird es sich bei allen Zuständen um Konfigurationsmischungen handeln mit meist vielen Komponenten. Über eine nur schwache Beimischung einer Komponente kann ein Zerfall stattfinden und somit ein Verbot des γ-Zerfalls aufgehoben werden.
Für die folgende Diskussion wird eine vereinfachte Bezeichnung der Zustände angewandt. Die Wellenfunktion sei beschrieben durch

$$| X, l_j >_I \ ,$$

wobei X den Phononendrehimpuls angibt (bei einem Zweiphononzustand wird Index 2 verwendet), l_j charakterisiert den Bahn- und Gesamtdrehimpuls des unpaarigen Nukleons und I sei der Gesamtdrehimpuls des Zustands.

6. Vergleich der Meßergebnisse für ^{115}Sn mit dem Modell

Der Kern $^{115}_{50}Sn^{65}$ hat die magische Zahl 50 für die Protonen. Für die 65 Neutronen wird im Bild des Schalenmodells mit den gefüllten Bahnen $p_{1/2}$ und $g_{9/2}$ der magische Abschluß 50 erreicht, die folgenden $d_{5/2}$ und $g_{7/2}$ Schalen sind ebenfalls besetzt. Das letzte ungepaarte Neutron befindet sich in einer $s_{1/2}$ Bahn. Die Bahnen $d_{3/2}$ und $h_{11/2}$ sind in dieser Beschreibung unbesetzt.
Das einfache Bild wird durch Einführung der Paarungskraft verbessert. Diese Restwechselwirkung bewirkt, daß sich ein Paar von Valenznukleonen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit oberhalb und unterhalb der Fermienergie befinden kann.
Neben den möglichen Teilchenanregungen sind nach Abschnitt 5. die kollektiven Anregungen des Rumpfes zu berücksichtigen. Für

den Kern ^{114}Sn liegt der erste 2^+-Zustand bei 1299.8 keV, der erste 3^--Zustand bei 2275 keV und der erste 4^+-Zustand bei 2187.5 keV (17), (25). Diese Zustände lassen sich als die Einphononquadrupol-, Einphononoktupol- und Zweiphononquadrupolanregung interpretieren. Die 0^+ und 2^+-Zustände der Zweiphononquadrupolanregung lassen sich nicht eindeutig zuordnen.

Koppelt man zum Grundzustand $s_{1/2}$ von ^{115}Sn die erste Quadrupolanregung, so erwartet man bei einer Anregungsenergie von etwa 1300 keV zwei Zustände mit den Spins $3/2^+$ und $5/2^+$. Für die Oktupolanregung ergäben sich Zustände mit den Spins $5/2^-$ und $7/2^-$ bei einer Energie von etwa 2.3 MeV, für die Zweiphononquadrupolanregung Zustände mit den Spins $1/2^+$ bis $9/2^+$.

Auf gleiche Weise können die Vibrationszustände zu den niedrig liegenden Teilchenanregungen gekoppelt werden. Die auf diese Weise konstruierten Zustände mischen mit allen Zuständen gleichen Spins und gleicher Parität.
In der Tabelle 2 sind die aus den Teilchentransferdaten gewonnenen Ergebnisse für ^{115}Sn zusammengestellt. Bei diesen Reaktionen werden insbesondere Quasiteilchenzustände angeregt, bei den Stripping-Reaktionen die Teilchenkomponente, bei den Pick-Up-Reaktionen die Lochkomponente. Die Daten zeigen, daß die Zustände bis 1 MeV sich in guter Näherung als Quasiteilchenanregungen interpretieren lassen. Für die Zustände mit Energien größer als 1 MeV ergeben sich kleine spektroskopische Faktoren bzw. Wirkungsquerschnitte, insbesondere für die Zustände von 1280 und 1417 keV. Für diese beiden Zustände wird im folgenden Abschnitt dargestellt, daß sie als Kopplung des Teilchengrundzustands zur Einphononquadrupolanregung beschrieben werden können.

6.2. Diskussion der Zustände 986 keV, $5/2^+$; 1280 keV, $3/2^+$; 1417 keV, $5/2^+$

In der vorliegenden Arbeit konnten nur die Verzweigungsverhältnisse für den γ-Zerfall bestimmt werden. Es wird in diesem Abschnitt versucht, aus diesen Verzweigungsverhältnissen auf die Matrixelemente, die diese Übergänge beschreiben, zu schließen. Dies ist allerdings nur möglich, wenn man voraussetzt, daß die B(M1)- und B(E2)-Werte, die von Stelson et al. (26) für ^{117}Sn

und ^{119}Sn bestimmt wurden, für ^{115}Sn sich in ähnlichen Grenzen bewegen.
Für die Übergangswahrscheinlichkeit von Zustand i→ f gilt

$$T^{(\sigma L)}_{i\to f} = \frac{8\pi\,(L+1)}{L\,\{(2L+1)!!\}^2}\,\frac{1}{\hbar}\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} B(\sigma L, I_i \to I_f)\ \ \mathrm{sec}^{-1}\ .$$

Für M1-Strahlung folgt hieraus

$$T^{(M1)}_{i\to f} = 1.76\cdot 10^{13}\ E_\gamma^3\ (\mathrm{MeV})\ B(M1)\ ((\mathrm{n.m.})^2)\ \ \mathrm{sec}^{-1}\ ,$$

wobei der B(M1)-Wert in Einheiten von Nuklearen Magnetonen zum Quadrat anzugeben ist. Durch Vergleich dieser Formel mit $T_{SP}(M1) = 2.8\cdot 10^{13}\ E_\gamma^3$, die für die Single Proton Abschätzung erhalten wird, ergibt sich $B(M1)_{SP} = 1.59\ (\mathrm{n.m.})^2$.
Für E2-Strahlung gilt

$$T^{(E2)}_{i\to f} = 1.23\cdot 10^{9}\ E_\gamma^5\ (\mathrm{MeV})\ B(E2)\ (e^2 fm^4)\ \ \mathrm{sec}^{-1}\ .$$

Setzt man für die Single Proton Abschätzung $B_{SP}(E2,0\to 2) = .3\cdot A^{4/3}\ e^2 fm^4$, so gilt $B_{SP}(E2,2\to 0) = 34\ e^2 fm^4$.
Zunächst sollen die beiden $5/2^+$-Zustände bei 986 und 1417 keV bezüglich ihres Verzweigungsverhältnisses V zum Grundzustand bzw. zum $3/2^+$-Zustand bei 497 keV untersucht werden:

$$V = \frac{T^{(1)}(M1;5/2\to 3/2) + T^{(1)}(E2;5/2\to 3/2)}{T^{(2)}(E2;5/2\to 1/2)}\ .$$

Unter der Annahme von Single Proton Übergängen ergeben sich für den 986 keV Zustand $V_{SP} = 84$ ($V_{exp} = 2.8$), für den 1417 keV Zustand $V_{SP} = 91$ ($V_{exp} = .22$). Wie zu erwarten, ergibt die Single Proton Abschätzung unrealistische Werte. In beiden Fällen ist der $E2^{(1)}$-Übergang um etwa den Faktor 1000 schwächer als der $M1^{(1)}$-Übergang.
Für den Zerfall des Zustands von 986 keV läßt sich unter Verwendung des experimentellen Verzweigungsverhältnisses der $B^{(2)}(E2)$-Wert für den Grundzustandsübergang darstellen:

$$\frac{B^{(2)}(E2)}{B^{(2)}(E2)_{SP}} = 18.8\ B^{(1)}(M1) + 1.07\cdot 10^{-2}\ B^{(1)}(E2)_{SP}\ .$$

Energie (vorliegende Arbeit)	Schneid et al. (1) $^{114}Sn(d,p)^{115}Sn$			$^{116}Sn(d,t)^{115}Sn$		Cavanagh et al. (2) $^{116}Sn(p,d)^{115}Sn$			Fleming et al. (3) $^{117}Sn(p,t)^{115}Sn$	
keV	MeV		$S_{d,p}$	MeV	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(45^o)$ (mb/sr)	MeV		$\frac{d\sigma}{d\Omega}$(max) (mb/sr)	MeV	σ_T
0	0	$1/2^+$	.960	0	1.61	0	$s_{1/2}$	14.0	0	2160
497.30	.49	$3/2^+$	.62	.48	.314	.501	$d_{3/2}$	3.22	.495	220
612.64	.60	$7/2^+$	.19	.61	.368	.623	$g_{7/2}$	2.12	.62	100
713.21	.73	$11/2^-$	.77	.72	.112	.729	$h_{11/2}$	.65	.73	50
986.49	.98	$5/2^+$	.12	.98	1.43	.988	$d_{5/2}$	15.3	.990	420
1279.99	1.28	$(5/2^+)$	.029	1.25	.053	1.282	$d_{3/2}$	.27	1.28	50
1416.89	-			1.30	.080	1.419	$d_{5/2}$	.36	1.430	210
1642.97	1.63	$(5/2^+)$	.044			1.652	$d_{3/2}$	.34	1.64	70
1733.94	-					1.753	$d_{5/2}$	.49	-	
	-					1.84	$g_{7/2}$	.07	1.84	100
	-					-			(1.90	90)
	1.97	$1/2^+$	.082			1.98	$s_{1/2}$	1.75	1.98	130
	2.07	$1/2^+$	.045			2.06	$d_{5/2}$	.28		
	2.17	$(5/2^+)$	.021			2.21	$d_{3/2}$	.34		
						2.28	p+d?	.15		
						2.36	?	-		
						2.39	?	-		

T a b e l l e 2

Für den Zerfall des 1417 keV Niveaus gilt analog:

$$\frac{B^{(2)}(E2)}{B^{(2)}(E2)_{SP}} = 260\ B^{(1)}(M1) + .52\ B^{(1)}(E2)_{SP}\ .$$

Diese Beziehungen sind in Abb. 9 dargestellt. In dieser Abbildung sind die von Stelson et al. (26) gemessenen Werte für ^{117,119}Sn eingezeichnet mit der Angabe der Niveauenergie in keV.

Für nicht l-verbotene Übergänge sind die B(M1)-Werte für ^{117,119}Sn in allen Fällen größer als 10^{-2} (n.m.)^2.
Nimmt man an, daß $B^{(1)}(M1) > 10^{-2}$ (n.m.)^2 für den Zerfall des 1417 keV Niveaus, so ergibt sich für die Annahme von $B^{(1)}(E2) = 1$ SPU eine kollektive Verstärkung von etwa $B^{(2)}(E2) > 3$ SPU, für $B^{(1)}(E2) = 10$ SPU eine Verstärkung auf > 7 SPU.
Für das 986 keV Niveau ist nach dem gemessenen Verzweigungsverhältnis z.B. bei einem $B^{(1)}(M1) = 5 \cdot 10^{-2}$ (n.m.)^2 der Wert $B^{(2)}(E2) = 1$ SPU zu erwarten; der $B^{(1)}(E2)$-Wert fällt hier nicht ins Gewicht.
Verallgemeinernd läßt sich sagen, daß die $5/2^+$ Niveaus von ^{117,119}Sn sich grob in zwei Gruppen einteilen lassen: die Niveaus, die stärkeren Teilchencharakter haben, zerfallen mit größeren B(M1)-Werten; die Niveaus mit kleinen Wirkungsquerschnitten in den Transferreaktionen zerfallen mit kleinen B(M1)- und größeren B(E2)-Werten (Das Niveau 1020 keV nimmt dabei eine Sonderstellung ein, die von Stelson et al. (26) diskutiert wird.). Die von uns gemessenen Verzweigungsverhältnisse der Niveaus von 986 und 1417 keV passen sich gut in die beiden Gruppen ein.

Für den $3/2^+$ Zustand von 1280 keV ist die Interpretation des Verzweigungsverhältnisses dadurch erschwert, daß dieser Zustand sowohl zum Grundzustand als auch zum 497 keV Zustand unter M1- und E2-Strahlung zerfallen kann.
Beschreibt man den Zustand durch

$$|3/2^+> = a\ |0^+, d_{3/2}>_{3/2+} + b\ |2^+, s_{1/2}>_{3/2+} + \ldots$$

und nimmt an, daß weitere Beiträge unwesentlich sind (z.B. $|2^+, d_{3/2}>_{3/2^+}$), so erfolgt der Zerfall dieses Zustandes über die $b\ |2^+, s_{1/2}>_{3/2^+}$ Komponente zum Grundzustand $|0^+, s_{1/2}>_{1/2^+}$ unter

E2-Strahlung, kann aber auch über die a $|0^+, d_{3/2}\rangle_{3/2^+}$ Komponente einen 1-verbotenen M1-Übergang durchführen. Entnimmt man den Faktor a^2 den Teilchentransfermessungen und setzt für das 1-Verbot eine Reduktion um den Faktor 50 an (27), so läßt sich abschätzen, daß für ein B(E2)= 1 SPU und ein B(M1)= 10^{-1} $(n.m.)^2$ der Zerfall zum Grundzustand hauptsächlich unter E2-Strahlung stattfinden sollte.
Es soll deshalb das gemessene Verzweigungsverhältnis V_{exp}= 8 (wenn die 783 keV Linie falsch eingeordnet ist, ergäbe sich ein entsprechend größeres V_{exp}) mit den Verzweigungsverhältnissen verglichen werden, die man aus den B(M1)- und B(E2)-Werten von ^{117,119}Sn berechnen kann.

	B(M1;3/2→1/2) $(n.m.)^2$	B(E2;3/2→1/2) e^2fm^4	B(M1;3/2→3/2) $(n.m.)^2$	B(E2;3/2→3/2) e^2fm^4
^{117}Sn	$(2-8)\cdot10^{-5}$	10.7	$8.6\cdot10^{-3}$	.1
^{119}Sn	$(1-3)\cdot10^{-4}$	10.6	$8\cdot10^{-3}$	.07

Setzt man gemittelte Werte aus dieser Tabelle, so folgt für den entsprechenden Übergang in ^{115}Sn

$$V = \frac{T(3/2^+ \to 1/2^+)}{T(3/2^+ \to 3/2^+)} \approx 21 .$$

Nimmt man an, daß ähnliche Werte für die B(M1)- und B(E2)-Werte in ^{115}Sn gelten, so deutet das gemessene Verzweigungsverhältnis V_{exp}= 8 darauf hin, daß der $3/2^+$ Zustand in ^{115}Sn ähnliche Eigenschaften hat wie die entsprechenden Zustände in ^{117,119}Sn.

Es läßt sich also zusammenfassend sagen, daß die experimentellen Ergebnisse in Einklang sind mit der Deutung der Niveaus 1417 keV, $5/2^+$ und 1280 keV, $3/2^+$ als durch Kopplung des Grundzustandes mit der 2^+-Quadrupolschwingung entstandene Zustände.

6.3. Diskussion weiterer Niveaus in ^{115}Sn

Für Energien größer als 1.5 MeV ist eine eindeutige Zuordnung der Niveaus, die in der vorliegenden Arbeit ermittelt wurden,

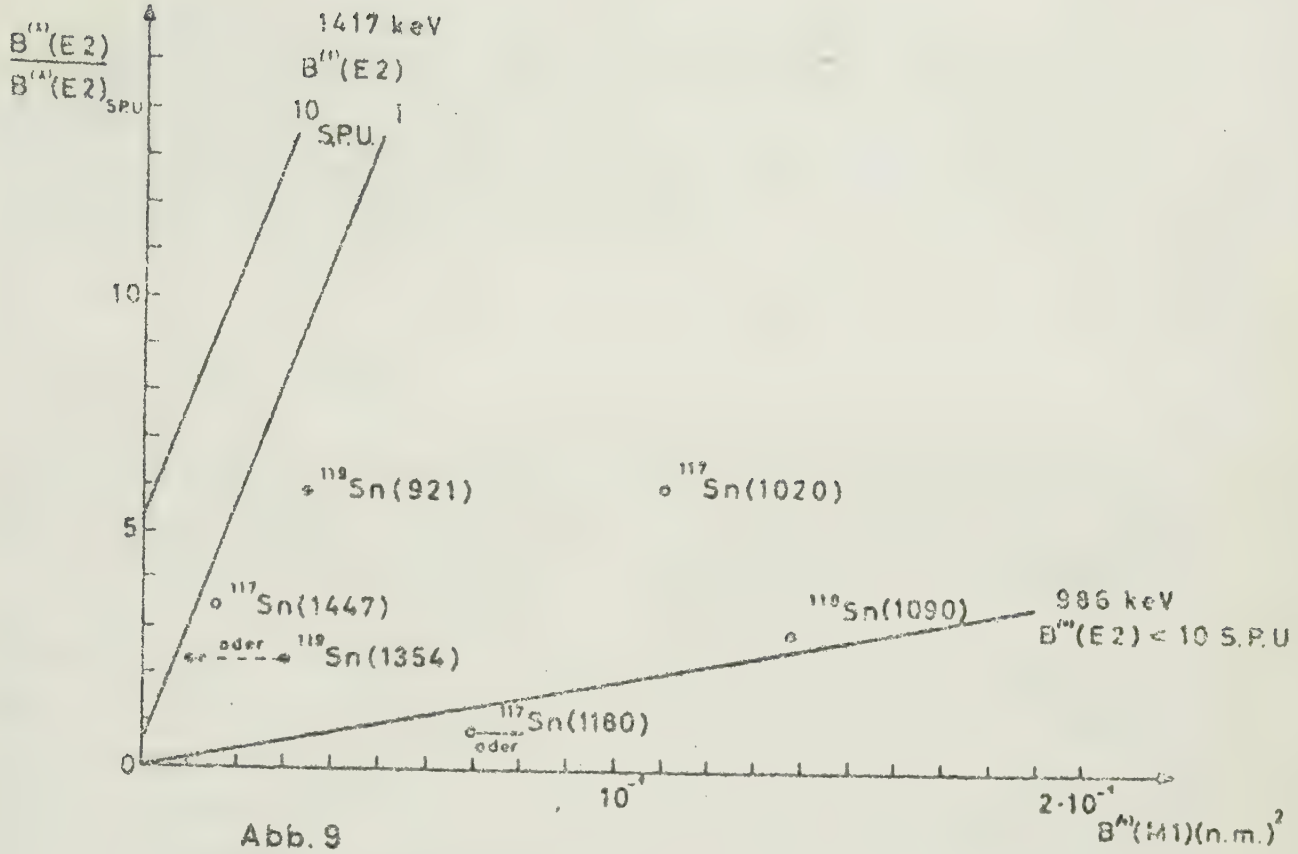


Abb. 9
(siehe Abschnitt 6.2.)

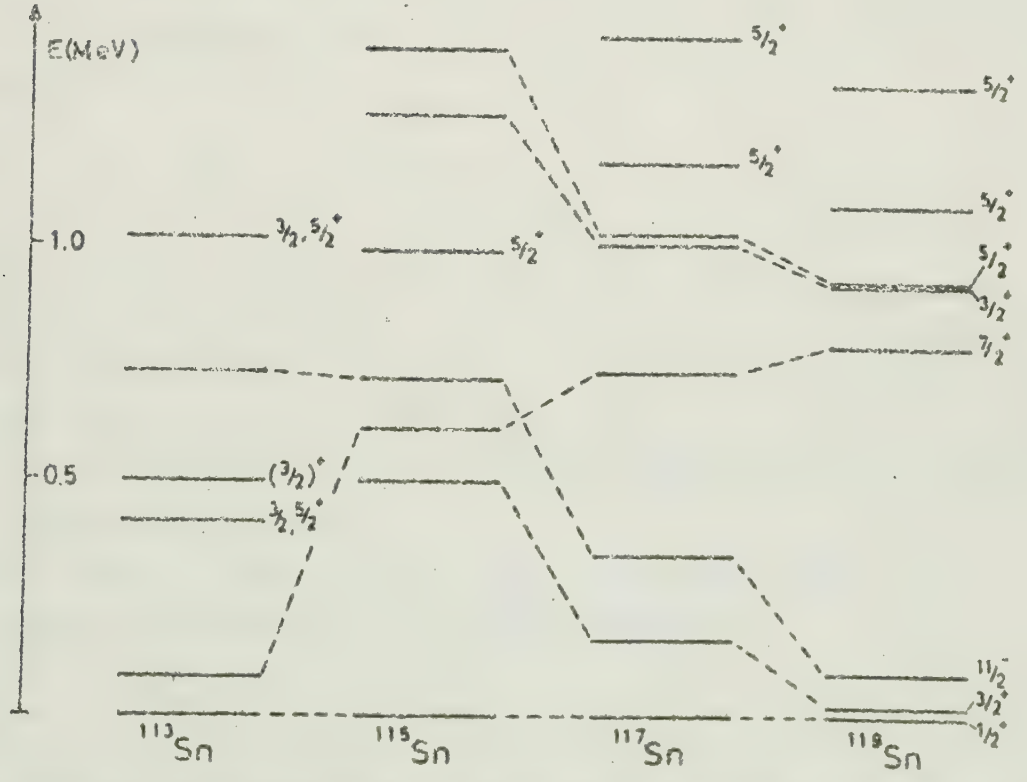


Abb. 10 ANREGUNGSSPEKTREN VON UNGERADEN Sn-ISOTOPEN

mit den Niveaus aus den Teilchentransfermessungen (1), (2) auf Grund der relativ großen Unsicherheit der Energieangaben der Transfermessungen nicht möglich.
Es werden im Folgenden einige wenige Niveaus diskutiert, die wegen ihres Zerfalls interessant sind.

6.3.1. Niveau 1643 keV

Diese Diskussion soll exemplarisch für alle übrigen Spineinschränkungen stehen. Aus den Modellwellenfunktionen soll nicht auf die Struktur des Zustandes geschlossen werden, sie sollen lediglich den möglichen Zerfall aufzeigen.
Cavanagh et al. (2) gibt ein Niveau der Energie 1652 keV mit Spin $3/2^+$ an, Schneid et al. (1) ordnet dem Niveau die Energie 1.63 MeV und den Spin $(5/2^+)$ zu.
Aus dem Zerfall des Niveaus zu den Zuständen $7/2^+$, $5/2^+$, $11/2^-$ müssen wir unter der Annahme, daß nur M1-, E2- oder E1-Strahlung beobachtet werden kann, diesem Niveau den Spin $7/2^-$ oder $9/2^+$ zuordnen. Es ist allerdings möglich, daß das von uns behauptete Niveau nicht identisch ist mit dem von Cavanagh.

Für die Zuordnung $7/2^-$ wäre folgende Konfigurationsmischung denkbar:

$$|7/2^-> = a\,|3^-,s_{1/2}>_{7/2^-} + b\,|2^+,h_{11/2}>_{7/2^-} + \ldots .$$

Gibt man den $7/2^+$ und $5/2^+$ Zuständen Beimischungen der Komponente $|3^-,p_{1/2}>$, so kann der $7/2^-$ Zustand unter E1-Strahlung über die $a\,|3^-,s_{1/2}>$ Komponente zu diesen Zuständen zerfallen.
Nimmt man für den $11/2^-$ Zustand $|0^+,h_{11/2}>$ an, so ist ein Zerfall vom $7/2^-$ Zustand unter Vernichtung eines Quadrupolphonons mit E2-Strahlung möglich.
Nimmt man für das 1643 keV Niveau den Spin $9/2^+$ an, so ist folgende Konfigurationsmischung denkbar:

$$|9/2^+> = a\,|2^+,d_{5/2}> + b\,|2^+,g_{7/2}> + c\,|0^+,g_{9/2}> + \ldots .$$

Von diesem Zustand ist der Zerfall zu den Zuständen $|0^+,d_{5/2}>$, $|0^+,g_{7/2}>$ und $|0^+,h_{11/2}>$ mit E2- bzw. E1-Strahlung möglich.

Bei diesen Betrachtungen wird angenommen, daß die E2-Komponente des Zerfalls 'normal', die E1-Komponente wegen der meist geringen zu erwartenden Beimischung, über die der Zerfall stattfinden kann, gegenüber der Einteilchenabschätzung retardiert ist.

6.3.2. Niveaus 2196 keV und 2293 keV

Das Niveau 2196 keV zerfällt selektiv zu den Niveaus 986, 1280 und 1417 keV. Eine genaue Analyse der gemessenen Spektren ergibt, daß die Intensität eines Übergangszum 497 keV Niveau im gemessenen Spektrum mindestens vier mal kleiner ist als die Intensität des Zerfalls zum 1417 keV Niveau. Berücksichtigt man die Energieabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit von γ-Strahlung, so ergäbe sich unter der Annahme von M1-Strahlung eine um mindestens den Faktor 40 kleinere reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit (für E2-Strahlung Faktor 200) für den Übergang zum 497 keV Niveau im Vergleich zum 1417 keV Niveau. Für einen Zerfall zum Grundzustand gelten ähnliche Abschätzungen. Dieser beobachtete selektive Zerfall wäre mit der Beschreibung dieses Zustands als Zweiphononquadrupolanregung gekoppelt zum $1/2^+$ Grundzustand zu erklären. Dies ergibt Zustände mit folgenden Spins:

$$|0^+_2, s_{1/2}> : 1/2^+$$

$$|2^+_2, s_{1/2}> : 3/2^+, 5/2^+$$

$$|4^+_2, s_{1/2}> : 7/2^+, 9/2^+ .$$

Die durch die Kopplung entstehenden Zustände sollten bevorzugt zu den Einphononzuständen unter E2-Strahlung zerfallen. Der Zerfall zum 986 keV Zustand ließe sich über die Beimischung einer $|2^+_1, s_{1/2}>_{5/2^+}$ Komponente zu diesem Zustand erklären.

Für das Niveau von 2293 keV bietet sich eine ähnliche Deutungsmöglichkeit an. Der Übergang zum $3/2^+$ Niveau von 1280 keV ist wegen einer starken Untergrundlinie bei fast gleicher Energie nicht beobachtbar.

6.4. Vergleich der ungeraden Sn-Isotope

In der Abb. 10 sind die Termschemata der ungeraden Sn-Isotope der Massen 113 bis 119 dargestellt. Die Abbildung läßt sehr gut eine Systematik erkennen.

1. Die Energie der 'Lochanregung' steigt mit wachsender Massenzahl, wie besonders gut an dem $7/2^+$ Zustand beobachtet werden kann.
2. Die Energie der 'Teilchenzustände' fällt mit wachsender Massenzahl.
3. Die Energie der $|2^+, s_{1/2}\rangle$ Zustände steigt von ^{119}Sn zu ^{115}Sn an. Dies liegt offensichtlich an der Steifigkeit des ^{114}Sn Rumpfes, die durch den Unterschalenabschluß der $g_{7/2}$-Schale bedingt wird.
4. Der energetische Abstand der $|2^+, s_{1/2}\rangle_{3/2^+}$ und $|2^+, s_{1/2}\rangle_{5/2^+}$ Zustände nimmt von ^{119}Sn (1 keV) über ^{117}Sn (15 keV) zu ^{115}Sn (157 keV) zu.

Die Ähnlichkeit der Sn-Kerne ist überraschend groß. Dies ergibt eine gewisse Berechtigung, ähnliche Strukturen in den Nachbarkernen anzunehmen, wie dies in Abschnitt 6.2. geschehen ist.

7. Zusammenfassung

Es wurde die bei der Reaktion ^{115}In(p,nγ)^{115}Sn auftretende γ-Strahlung mit Ge(Li)-Detektoren gemessen. Aus den Einzelspektren konnte wegen der hohen Liniendichte trotz der erreichten guten Energiepräzision kein Niveau- und Zerfallsschema für ^{115}Sn aufgestellt werden. Durch die Messung von γ-γ-Koinzidenzen mit zwei Ge(Li)-Detektoren unter Einsatz eines On-Line-Computer Systems gelang es, die nötige Information zur Aufstellung des Niveauschemas bis 2.5 MeV Anregungsenergie zu gewinnen.
Es wurden die aus Teilchentransfermessungen bekannten Niveaus bis 1.5 MeV bestätigt und energetisch genau festgelegt. Darüber hinaus wurden viele Niveaus bei höheren Anregungsenergien ermittelt. Das vorgeschlagene Niveauschema bis 2.5 MeV Anregungsenergie weist 30 Niveaus mit 55 verknüpfenden γ-Linien auf. Davon ist die Einordnung von 39 γ-Linien durch beobachtete Koinzidenzen gesichert.

Um ein möglichst gut gesichertes Niveauschema aufzustellen, wurden die Kriterien für nur auf Grund von Energierelationen zu erfolgende Einordnungen einzelner γ-Linien relativ streng gehalten. Dadurch ist damit zu rechnen, daß Übergänge in dem Niveauschema nicht eingeordnet werden konnten, da ihre Energie durch energetisch dicht benachbarte γ-Linien verfälscht wurde. Die Einordnung von γ-Linien in das Niveauschema ist mit einer Wahrscheinlichkeit von .3 für die nicht durch Koinzidenz gesicherten Übergänge zufällig.

Das Meßproblem stellte an die durchzuführenden Experimente hohe Anforderungen an Präzision. Mit den eingesetzten Meßmethoden allein kann das Niveauschema von ^{115}Sn jedoch nicht vollständig bestimmt werden. Messungen von verzögerten γ-γ-Koinzidenzen und n-γ-Koinzidenzen könnten wertvolle Ergänzungen des vorgelegten Niveauschemas bringen.

Aus den im Experiment bestimmten Verzweigungsverhältnissen des Zerfalls der Niveaus $3/2^+$ bei 1280 keV und $5/2^+$ bei 1417 keV wurden Vergleiche mit dem 'Unified Model' angestellt. Es läßt sich unter Vergleich mit den Nachbarkernen ^{117,119}Sn eine kollektive Verstärkung des Grundzustandsüberganges zeigen, die für diese Zustände als Kopplung der 2^+-Quadrupolvibration des Rumpfes mit dem Teilchengrundzustand erwartet wird.

Der Vergleich der ungeraden Sn-Isotope der Massen 113 bis 119 zeigt die Ähnlichkeit der Struktur dieser Kerne.

Unbefriedigend ist, daß für diese Kerne noch keine Rechnungen im 'Unified Model' vorliegen.

Literaturverzeichnis

(1) E.J. Schneid et al., Phys. Rev. 156 (1967) 1316
(2) P.E. Cavanagh et al., Nucl. Phys. A141 (1970) 97
(3) D.G. Fleming et al., Nucl. Phys. A163 (1971) 401
(4) M.L. Sehgal, Phys. Rev. 125 (1962) 968
(5) O. Rahmouni, Nuovo Cim. 57B (1968) 389
(6) E.A. Ivanov et al., Nucl. Phys. 54 (1964) 177
(7) E.A. Ivanov, M.I. Magda, Rev. Roum. Phys. 12 (1967) 227
(8) M. Schwengler, Diplomarbeit Frankfurt 1968 (IKF-IB 25)
(9) H. Krüger, Dissertation Frankfurt 1970
(10) R.C. Greenwood et al., Nucl. Instr. Meth. 77 (1970) 141
(11) R.G. Helmer et al., Nucl. Instr. Meth. 96 (1971) 173
(12) R. Gunnink et al., Nucl. Instr. Meth. 65 (1968) 26
(13) National Bureau of Standards Circular 583, Washington 1957
(14) F.S. Dietrich et al., Nucl. Phys. A155 (1970) 209
(15) A. Marcinkowski et al., Nucl. Phys. A179 (1972) 781
(16) Nuclear Data Sheets, Section B, 5,2 (1971)
(17) T. Yamazaki, G.T. Ewan, Nucl. Phys. A134 (1969) 81
(18) D.A. McClure, J.W. Lewis, Phys. Rev. C 5 (1972) 922
(19) C. Chasman et al., Nucl. Instr. Meth. 37 (1965) 1
(20) G. Bäckström et al., Nucl. Phys. 15 (1960) 566
(21) A. Bäcklin, Nucl. Instr. Meth. 53 (1967) 177
(22) J.M. Eisenberg, W. Greiner, Nuclear Models Vol. 1
(North-Holland Pub. Comp., Amsterdam 1970)
(23) G. Vanden Berghe, K. Heyde, Nucl. Phys. A163 (1971) 478
(24) S. Sen, B.K. Sinha, Nucl.Phys. A157 (1970) 497
(25) M. Singh et al., Nucl. Phys. A193 (1972) 449
(26) P.H. Stelson et al., Nucl. Phys. A190 (1972) 197
(27) I.M. Govil, C.S. Khurana, Nucl. Phys. 60 (1964) 666

Danksagungen

Dem Direktor des Instituts für Kernphysik, Herrn Professor Dr. E. Schopper, danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut durchzuführen.

Herr Professor Dr. K. Stelzer regte diese Arbeit an und unterstützte sie sowohl bei der experimentellen Durchführung als auch bei der theoretischen Interpretation.
Ihm sei an dieser Stelle recht herzlich gedankt.

Allen Mitarbeitern des Instituts, die mir bei der Durchführung der Arbeit behilflich waren, danke ich. Erwähnen möchte ich insbesondere Fräulein E. Steuer.

Das Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft förderte die Arbeit durch Personal- und Sachmittel.
Die Rechnungen zur Auswertung der Daten wurden am Zentralen Recheninstitut der Universität Frankfurt durchgeführt, das durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft gefördert wird.

Lebenslauf

20.8.1943	Geboren in Dessau als Sohn des Betriebskaufmanns Walter Schwengler und seiner Ehefrau Helene, geb. Zeitfuchs
1945	Evakuierung nach Hohegeiß/Harz
1949	Umzug nach Frankfurt
8.5.1970	Heirat mit Friedegard Henrich
seit 1970	Wohnhaft in Eschborn/Taunus
1950-1954	Besuch der Friedrich-List-Volksschule in Frankfurt-Nied
1954-1963	Besuch des Leibnizgymnasiums in Frankfurt-Höchst
	12.2.1963 Abitur am Leibnizgymnasium
1963-1968	Studium der Physik an der Universität Frankfurt
	13.11.1965 Vordiplomprüfung
	4.11.1968 Hauptdiplomprüfung
	Thema der Diplomarbeit: Untersuchungen zur Analyse von Ge(Li)-Spektren mit Hilfe einer elektronischen Rechenanlage
April 1969 bis Mai 1970	Stipendiat der Stiftung Volkswagenwerk für 'Biomedizinische Technik'
	Teilnahme an einer wissenschaftlichen Zusammenarbeit zwischen der Firma Dornier GmbH (Friedrichshafen) und dem Physiologischen Institut der Universität Frankfurt
Juni 1970	Beginn der Promotionsarbeit im Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt
seit Sept. 1970	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren:
Moufang, Behrens, Martienssen, Royen, Süßmann, Bilz, Münster, Schopper, Greiner, Bass, Stelzer.